



Titre: Étude de la perméabilité magnétique aux fréquences micro-ondes
Title:

Auteur: Andrey Sklyuyev
Author:

Date: 2007

Type: Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

Référence: Sklyuyev, A. (2007). Étude de la perméabilité magnétique aux fréquences micro-ondes [Thèse de doctorat, École Polytechnique de Montréal]. PolyPublie.
Citation: <https://publications.polymtl.ca/7929/>

 **Document en libre accès dans PolyPublie**
Open Access document in PolyPublie

URL de PolyPublie: <https://publications.polymtl.ca/7929/>
PolyPublie URL:

**Directeurs de
recherche:**
Advisors:

Programme: Non spécifié
Program:

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

**ÉTUDE DE LA PERMÉABILITÉ MAGNÉTIQUE AUX
FRÉQUENCES MICRO-ONDES**

ANDREY SKLYUYEV

**DÉPARTEMENT DE GÉNIE ÉLECTRIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL**

**THÈSE PRÉSENTÉE EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLÔME DE PHILOSOPHIAE DOCTOR (Ph.D.)
(GÉNIE ÉLECTRIQUE)**

MARS 2007



Library and
Archives Canada

Bibliothèque et
Archives Canada

Published Heritage
Branch

Direction du
Patrimoine de l'édition

395 Wellington Street
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

395, rue Wellington
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Your file Votre référence

ISBN: 978-0-494-29206-8

Our file Notre référence

ISBN: 978-0-494-29206-8

NOTICE:

The author has granted a non-exclusive license allowing Library and Archives Canada to reproduce, publish, archive, preserve, conserve, communicate to the public by telecommunication or on the Internet, loan, distribute and sell theses worldwide, for commercial or non-commercial purposes, in microform, paper, electronic and/or any other formats.

The author retains copyright ownership and moral rights in this thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

AVIS:

L'auteur a accordé une licence non exclusive permettant à la Bibliothèque et Archives Canada de reproduire, publier, archiver, sauvegarder, conserver, transmettre au public par télécommunication ou par l'Internet, prêter, distribuer et vendre des thèses partout dans le monde, à des fins commerciales ou autres, sur support microforme, papier, électronique et/ou autres formats.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur et des droits moraux qui protègent cette thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

In compliance with the Canadian Privacy Act some supporting forms may have been removed from this thesis.

Conformément à la loi canadienne sur la protection de la vie privée, quelques formulaires secondaires ont été enlevés de cette thèse.

While these forms may be included in the document page count, their removal does not represent any loss of content from the thesis.

Bien que ces formulaires aient inclus dans la pagination, il n'y aura aucun contenu manquant.


Canada

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Cette thèse intitulée :

**ÉTUDE DE LA PERMÉABILITÉ MAGNÉTIQUE AUX
FRÉQUENCES MICRO-ONDES**

présentée par SKLYUYEV Andrey

en vue de l'obtention du diplôme de : Philosophiae Doctor

a été dûment acceptée par le jury d'examen constitué de :

M. KASHYAP, Raman, Ph.D, président

M. GOYETTE, Jacques, Ph.D, membre externe

Mm. CIUREANU, Mariana, Ph.D, membre

M. AKYEL, Cevdet, Ph.D, membre et directeur de recherche

M. YELON, Arthur, Ph.D, membre et co-directeur de recherche

DÉDICATION

Aux miens...

REMERCIEMENTS

Ce travail a été effectué au Département de Génie Électrique et au Département de Génie Physique d'École polytechnique de Montréal.

La direction de ce travail a été assurée par les professeurs Arthur Yelon, Cevdet Akyel et feu le docteur Petru Ciureanu à qui j'exprime toute ma reconnaissance. La qualité de leurs relations humaines, mais aussi leurs compétences scientifiques et pédagogiques, m'a permis de mener à bien cette étude.

Je tiens à remercier également docteur Mariana Ciureanu pour son support durant la période de mon doctorat. Mes remerciements vont à professeur David Ménard pour son support et ses conseils judicieux.

De même, je dois souligner la collaboration de mes collègues, Liviu Clime, Fanny Béron et Grazyna Rudkowska.

Je remercie tout le personnel technique et administratif de Département de Génie Électrique et de Département de Génie Physique et en particulier Jules Gauthier, Roch Brassard, Steve Dubois pour leurs concours efficaces en réalisant les cellules de mesures.

Je ne vais pas oublier dans ces remerciements mes amis, mes collègues du Centre de Recherches Avancées en Micro-ondes et Électronique Spatiale.

Je remercie aussi à ma famille et à mes amis.

RÉSUMÉ

La dernière décennie est montrée une extraordinaire accélération des recherches dans le domaine des nanostructures magnétiques. Les technologies de fabrication des réseaux de nanofils ferromagnétiques uniformes avec longueur, diamètre et distance entre les fils contrôlés, a permis de développer des nouveaux matériaux pour différentes applications: le stockage de l'information, les senseurs magnétiques et les dispositifs planaires en micro-onde, en remplaçant les milieux ferromagnétiques continus, lesquels ont des grandes pertes à ces fréquences.

Dans cette thèse on présente une étude de réseaux de nanofils obtenus par électrodéposition dans une membrane d'alumine commerciale. Ces matériaux ont des faibles pertes en hautes fréquences et ils sont intéressent pour les applications aux micro-ondes. Nous avons étudié trois types de réseaux de nanofils magnétiques :

- ◆ nanofils fabriqués d'un matériel doux amorphe $\text{Co}_{94}\text{Fe}_5\text{B}_1$;
- ◆ nanofils fabriqués à partir de deux matériaux durs : Co hcp avec l'axe d'anisotropie magnétocristallin à peu près parallèle et à peu près perpendiculaire à l'axe des nanofils.

Nous avons élaboré une technique combinée pour déterminer les propriétés électromagnétiques des réseaux de nanofils ferromagnétiques en micro-ondes.

Nous avons appliqué la méthode de perturbations en cavité résonnante rectangulaire et la méthode de transmission/réflexion dans les lignes planaires. Nous avons obtenu une bonne concordance entre les caractéristiques mesurées par ces deux méthodes.

Des mesures de résonance ferromagnétique aux champs magnétiques variables ont été employées pour obtenir l'information sur l'effet de l'anisotropie magnétocristallin et des interactions magnétostatiques dans les réseaux de nanofils fabriqués avec les trois matériaux différents ainsi que sur les propriétés ferromagnétiques dans une large bande de fréquences. Nous avons montré qu'en raison des effets de démagnétisation significatifs en nanofils ferromagnétiques, la résonance ferromagnétique se produit à une fréquence micro-onde même en l'absence de champ magnétique externe ($H_{DC}=0$). Nous avons également étudié les dépendances des fréquences de résonance de la géométrie des réseaux des nanofils.

ABSTRACT

The last decade has shown an extraordinary acceleration of research in the field of magnetic nanostructures. The improvement of fabrication technologies permitted the production of uniform ferromagnetic nanowire arrays of controlled length, diameter and interwire distance, resulting in the development of new materials for different applications: information storage, magnetic sensors and microwave devices able to replace the continuous ferromagnetic media, known for their large losses at high frequencies.

In this thesis we present a study of nanowire arrays synthesised by electrodeposition into nanoporous alumina membranes. These materials have small losses at high frequencies and present a real interest for the microwave applications. We have studied three metallic magnetic nanowire arrays fabricated from soft magnetic material, $\text{Co}_{94}\text{Fe}_5\text{B}_1$, and two hard magnetic materials, crystalline *hcp* Co, with the average *c* axis direction in two orientations with respect to the wire: nominally parallel and perpendicular.

We have developed a combined technique to determine the electromagnetic properties of the ferromagnetic nanowire arrays at microwave frequencies. We applied the perturbation method to a rectangular cavity and the transmission/reflection method in planar lines. Good agreement between the characteristics measured by these two methods and material characteristics in agreement with those given by the producer are obtained.

Measurements of ferromagnetic resonance in variable magnetic fields were employed to obtain information on the effect of the magnetocrystalline anisotropy and magnetostatic interactions in the nanowire arrays and on the ferromagnetic properties in a broad frequency band. We have found that because of the significant effects of demagnetization in the nanowire arrays, resonance phenomena have been observed at microwave frequency even in the absence of an external magnetic field ($H_{DC}=0$). We have studied the dependence of the resonance frequencies on the geometric characteristics of the nanowires: length and diameter.

TABLE DES MATIÈRES

Dédicace	iv
Remerciement	v
Résumé	vi
Abstract	viii
Table de matières	x
Liste des figures	xiv
Liste des tableaux	xxi
Liste des symboles	xxii
INTRODUCTION	1
CHAPITRE I: Application des micro-ondes à l'étude des propriétés des matériaux magnéto- diélectriques.....	9
1.1 Méthodes expérimentales de mesure des propriétés des matériaux magnéto-diélectriques en micro-ondes. Revue de littérature.....	9
1.2 Réseaux des nanofils ferromagnétiques.....	15
1.2.1 Préparations des réseaux de nanofils ferromagnétiques.....	15
1.2.2 Les courbes d'aimantation statique des réseaux de nanofils ferromagnétiques.....	17
1.2.3 Les diagrammes FORC des réseaux de nanofils ferromagnétiques....	20

CHAPITRE II : Application de la théorie de perturbation pour obtention des propriétés des réseaux de nanofils englobés dans une matrice en micro-ondes.....	25
2.1 La théorie de perturbation en cavité résonnante pour le calcul de la permittivité des matériaux diélectriques en micro-ondes.....	26
2.2 La théorie de perturbation en cavité résonnante pour le calcul de la perméabilité des matériaux magnétiques en micro-ondes.....	28
2.3 Mesure en transmission la fréquence de résonance et facteur de qualité dans une cavité résonnante.....	29
2.3.1 Description du montage.....	29
2.3.2 Les caractéristiques de la cavité construite.....	30
2.3.3 Précision des mesures dans une cavité résonnante. L'ajustage non-linéaire a une courbe de Lorentz.....	33
2.4 Algorithme de mesure et de calcul de la perméabilité.....	35
CHAPITRE III : Étude de la caractérisation électromagnétique de matériaux à partir de la technologie planaire.....	37
3.1. Étude électromagnétique des lignes planaires.....	37
3.2 Modes de propagation dans les lignes planaires	39
3.3 Méthodes de détermination des termes de propagation et de l'impédance caractéristique dans les lignes planaires.....	49
3.4 Méthodes de dépouillement des caractéristiques du matériau des lignes planaires.....	51

3.4.1 Dispositif sous pointes "CASCADE"	53
3.4.2 Méthode de dépouillement des caractéristiques du matériau de la cellule coplanaire à partir de relations analytiques.....	55
CHAPITRE IV : Présentation et discussion des résultats expérimentaux.....	61
4.1 Étude de l'impédance caractéristique.....	61
4.1.1 Étude quasi - statique de l'impédance caractéristique.....	61
4.1.2 Évolution fréquentielle de l'impédance caractéristique.....	62
4.1.3 Influence de l'impédance caractéristique et de la longueur de la ligne de transmission sur S_{ij}	64
4.1.4 Validation expérimentale de la technologie planaire.....	69
4.2 Les résultats de la mesure de la perméabilité complexe des réseaux de nanofils en utilisant la méthode de perturbation en cavité résonnante.....	75
4.3 Mesure du coefficient de transmission dans les réseaux de nanofils ferromagnétiques.....	78
4.4. Champ effectif et champ intrinsèque dans les réseaux de nanofils ferromagnétiques.....	86
4.5 Dépendance des fréquences de résonance sur la géométrie des réseaux de nanofils.....	90
4.6 Les résultats de la mesure de la perméabilité complexe de réseaux de nanofils à partir de la technologie planaire.....	97

CONCLUSIONS ET RECOMMANDATIONS.....	105
RÉFÉRENCES.....	111
ANNEXE I	
La théorie de perturbation pour le calcul des propriétés des matériaux	118
magnéto-diélectriques en micro-ondes.....	
ANNEXE II	
Mode de résonance dans une cavité rectangulaire.....	121

LISTE DES FIGURES

- 1.1 L'image obtenue par microscopie électronique à balayage pour la membrane diélectrique d'alumine avec le diamètre de pores 170 ± 20 nm
- 1.2. L'image obtenue par microscopie électronique à balayage pour le réseau de nanofils englobées dans le membrane diélectrique d'alumine
- 1.3. Les courbes d'aimantation majeure des réseaux de nanofils de CoFeB ($l=24$ μm) [15]
- 1.4. Les courbes d'aimantation majeure des réseaux de nanofils de Co avec l'axe c à peu près parallèle à l'axe de nanofils ($l=25$ μm) [15]
- 1.5. Les courbes d'aimantation majeure des réseaux de nanofils de Co avec l'axe c à peu près perpendiculaire à l'axe de nanofils ($l=28$ μm) [15]
- 1.6. Les courbes d'aimantation de premier ordre (FORC) d'un réseau de nanofils de Co avec l'axe c à peu près parallèle à l'axe de nanofils ($l=27$ μm)
- 1.7. Diagramme FORC de $\text{Co}_{94}\text{Fe}_5\text{B}_1$ ($D = 170\pm 20$ μm , $l=45$ μm), magnétisé parallèlement aux fils [43]
- 1.8. Diagramme FORC de Co avec l'axe c à peu près parallèle à l'axe de nanofils (Co ($c||$), $D = 170\pm 20$ μm , $l=35$ μm), magnétisé parallèlement aux fils [43]
- 1.9. Diagramme FORC de Co avec l'axe c à peu près perpendiculaire à l'axe de nanofils (Co ($c\perp$), $D = 170\pm 20$ μm , $l=45$ μm), magnétisé parallèlement aux fils [43]

- 2.1 Cavity résonnante et ses dimensions
- 2.2 Amplitude du coefficient de transmission dans une cavité résonnante avec et sans échantillon
- 2.3 La distribution du champ électromagnétique dans une cavité résonnante rectangulaire pour la mode H_{104} calculé par Matlab.
- 2.4 La distribution du champ électromagnétique dans une cavité résonnante rectangulaire pour la mode H_{106} calculé par Matlab
- 2.5 Les modes de résonance en cavité
- 2.6 La courbe de Lorentz
- 2.7 L'organigramme du logiciel pour calculer la perméabilité relative (μ_r)
- 3.1. Représentation de différentes lignes
- 3.2. Tension entre les deux électrodes dans un microruban
- 3.3 Présentation de la ligne microruban
- 3.4. Configuration du champ électromagnétique dans la ligne microruban (mode fondamental) dans le plan de section droite
- 3.5 Présentation de la ligne coplanaire
- 3.6 Configuration du champ électromagnétique de la ligne coplanaire (mode fondamental) dans le plan de section droite
- 3.7 Allure des champs pour le mode fondamental (a), et les deux modes supérieures EH_1 (b) et EH_2 (c)
- 3.8. Schéma de mesure de S_{ij}

- 3.9. Connexion de la ligne coplanaire avec dispositifs sous pointes "CASCADE".
- 3.10. Schéma des réflexions multiples
- 3.11. L'organigramme du logiciel pour calculer la permittivité relative (ϵ_r) et perméabilité relative (μ_r)
- 4.1 Variation de l'impédance caractéristique d'une ligne coplanaire en fonction de la structure $W/(W+2S)$ et la nature du matériau
- 4.2 Évolution de l'impédance caractéristique en fonction de la fréquence d'une ligne microruban pour différentes caractéristiques de matériaux
- 4.3 Évolution de l'impédance caractéristique en fonction de la fréquence d'une ligne coplanaire pour différentes caractéristiques de matériaux
- 4.4 Évolution du module S_{11} en fonction de d/λ . L'impédance caractéristique statique de la ligne coplanaire est 70Ω ($H=254 \mu\text{m}$, $t=1 \mu\text{m}$)
- 4.5 Évolution du module S_{11} en fonction de d/λ . L'impédance caractéristique statique de la ligne coplanaire est 50Ω ($H=254 \mu\text{m}$, $t=1 \mu\text{m}$)
- 4.6 Évaluation de l'impédance caractéristique en fonction de la fréquence ($H=254 \mu\text{m}$, $t=1 \mu\text{m}$, $\epsilon_r=10-j0.01$)
- 4.7 Évaluation de l'impédance caractéristique en fonction de la fréquence ($H=254 \mu\text{m}$, $t=1 \mu\text{m}$, $\epsilon_r=3-j0.003$)
- 4.8 Caractéristiques diélectriques de l'alumine. Mesures effectuées par une ligne coplanaire ($H=254 \mu\text{m}$, $W=50 \mu\text{m}$, $S=60 \mu\text{m}$, $t=1 \mu\text{m}$, $d=10 \text{ mm}$)

- 4.9 Caractéristiques magnétiques de l'alumine. Mesures effectuées par une ligne coplanaire ($H=254\text{ }\mu\text{m}$, $W=50\text{ }\mu\text{m}$, $S=60\text{ }\mu\text{m}$, $t=1\text{ }\mu\text{m}$, $d=10\text{ mm}$)
- 4.10 Caractéristiques diélectriques de l'alumine. Mesures effectuées par une ligne coplanaire ($H=635\text{ }\mu\text{m}$, $W=50\text{ }\mu\text{m}$, $S=62\text{ }\mu\text{m}$, $t=1\text{ }\mu\text{m}$, $d=5\text{ mm}$)
- 4.11 Caractéristiques magnétiques de l'alumine. Mesures effectuées par une ligne coplanaire ($H=635\text{ }\mu\text{m}$, $W=50\text{ }\mu\text{m}$, $S=62\text{ }\mu\text{m}$, $t=1\text{ }\mu\text{m}$, $d=5\text{ mm}$)
- 4.12 Impédance caractéristique ligne coplanaire ($H=635\text{ }\mu\text{m}$, $W=50\text{ }\mu\text{m}$, $S=62\text{ }\mu\text{m}$, $t=1\text{ }\mu\text{m}$, $d=5\text{ mm}$) de l'alumine
- 4.13 Évaluation de caractéristiques diélectriques de l'alumine. Mesures effectuées par une ligne coplanaire ($H=635\text{ }\mu\text{m}$, $W=50\text{ }\mu\text{m}$, $S=62\text{ }\mu\text{m}$, $t=1\text{ }\mu\text{m}$, $d=10\text{ mm}$) et avec système de mesure automatique en cavité résonnante ouverte DAMASKOS
- 4.14 Caractéristiques diélectriques du silicium dopé. Mesures effectuées par une ligne coplanaire ($H=500\text{ }\mu\text{m}$, $W=100\text{ }\mu\text{m}$, $S=60\text{ }\mu\text{m}$, $t=1\text{ }\mu\text{m}$) et avec le système de mesure automatique en cavité résonnante ouverte DAMASKOS
- 4.15 Caractéristiques diélectriques du silicium dopé. Mesures effectuées par une ligne coplanaire ($H=500\text{ }\mu\text{m}$, $W=100\text{ }\mu\text{m}$, $S=60\text{ }\mu\text{m}$, $t=1\text{ }\mu\text{m}$) et avec le système de mesure automatique en cavité résonnante ouverte DAMASKOS
- 4.16 La perméabilité magnétique des réseaux de nanofils $\text{Co}_{94}\text{Fe}_5\text{B}_1$ $d=170\text{ nm}$, $l=24\text{ }\mu\text{m}$

- 4.17 La perméabilité magnétique des réseaux de nanofils Co avec l'axe c à peu près parallèle à l'axe de nanofils $d=170$ nm, $l=27\mu\text{m}$
- 4.18 La perméabilité magnétique des réseaux de nanofils Co avec l'axe c à peu près perpendiculaire à l'axe de nanofils $d=170$ nm, $l=26\mu\text{m}$
- 4.19 Schéma de l'arrangement de réseaux des nanofils avec la ligne microruban et de l'orientation du champ magnétique statique appliqué H_{DC} et du champ électromagnétique micro-onde H_{AC}
- 4.20 Coefficient de transmission des réseaux de nanofils de $\text{Co}_{94}\text{Fe}_5\text{B}_1$, ($l=24\mu\text{m}$), Co ($c||$, $l=25\mu\text{m}$) et Co ($c\perp$, $l=28\mu\text{m}$) au $H_{DC}=0$
- 4.21 Coefficient de transmission des réseaux de nanofils de $\text{Co}_{94}\text{Fe}_5\text{B}_1$ ($l=24\mu\text{m}$) au $H_{DC}=0-8$ kOe
- 4.22 Coefficient de transmission des réseaux de nanofils de Co ($c||$, $l=25\mu\text{m}$) au $H_{DC}=0 - 6$ kOe
- 4.23 Coefficient de transmission des réseaux de nanofils de Co ($c\perp$, $l=28\mu\text{m}$) au $H_{DC}=0 - 8$ kOe
- 4.24 Coefficient de transmission des réseaux de nanofils de Co ($c||$, $d=170$ nm) de différentes longueurs au $H_{DC}=0$
- 4.25 Coefficient de transmission des réseaux de nanofils de Co ($c||$, $l=25\mu\text{m}$) de différents diamètres au $H_{DC}=0$

- 4.26 Les fréquences de résonance f_{FMR} en fonction du champ magnétique H_{DC} pour les réseaux de $Co_{94}Fe_5B_1$ ($l=24\text{ }\mu\text{m}$), $Co(c\parallel, l=25\text{ }\mu\text{m})$ et $Co(c\perp, l=28\text{ }\mu\text{m})$ nanofils
- 4.27 Les fréquences de résonance f_{FMR} en fonction du champ magnétique H_{DC} pour les réseaux de $Co_{94}Fe_5B_1$ ($d=170\text{ nm}$) nanofils de différentes longueurs
- 4.28 Les fréquences de résonance f_{FMR} en fonction du champ magnétique H_{DC} pour les réseaux de $Co(c\parallel, d=170\text{ nm})$ nanofils de différentes longueurs
- 4.29 Les fréquences de résonance f_{FMR} en fonction du champs magnétiques H_{DC} pour les réseaux de $Co(c\perp, d=170\text{ nm})$ nanofils de différentes longueurs
- 4.30 Le champ effectif en fonction de la longueur des nanofils
- 4.31 Les fréquences de résonance f_{FMR} en fonction du champs magnétiques H_{DC} pour les réseaux de $Co(c\parallel, l=25\text{ }\mu\text{m})$ nanofils de différents diamètres
- 4.32 Schéma de l'arrangement de réseaux de nanofils avec la ligne coplanaire et de l'orientation du champ magnétique statique appliqué H_{DC} et du champ électromagnétique micro-onde H_{AC}
- 4.33 Coefficient de transmission dans la ligne coplanaire basée sur le réseau de nanofils de $Co_{94}Fe_5B_1$, $Co(c\parallel)$ et $Co(c\perp)$ au $H_{DC}=0$
- 4.34 Caractéristiques diélectriques des réseaux de nanofils de $Co_{94}Fe_5B_1$ ($l=44\text{ }\mu\text{m}$, $d=170\text{ nm}$). Mesures effectuées par une ligne coplanaire ($H=60\text{ }\mu\text{m}$, $W=50\text{ }\mu\text{m}$, $S=62.5\text{ }\mu\text{m}$, $t=1\text{ }\mu\text{m}$)

- 4.35 La perméabilité magnétique des réseaux de nanofils $\text{Co}_{94}\text{Fe}_5\text{B}_1$. Mesures effectuées par une ligne coplanaire ($H=60\text{ }\mu\text{m}$, $W=50\text{ }\mu\text{m}$, $S=62.5\text{ }\mu\text{m}$, $t=1\text{ }\mu\text{m}$)
- 4.36 La perméabilité magnétique des réseaux de nanofils Co (c||). Mesures effectuées par une ligne coplanaire ($H=60\text{ }\mu\text{m}$, $W=50\text{ }\mu\text{m}$, $S=62.5\text{ }\mu\text{m}$, $t=1\text{ }\mu\text{m}$)
- 4.37 La perméabilité magnétique des réseaux de nanofils Co (c⊥). Mesures effectuées par une ligne coplanaire ($H=60\text{ }\mu\text{m}$, $W=50\text{ }\mu\text{m}$, $S=62.5\text{ }\mu\text{m}$, $t=1\text{ }\mu\text{m}$)
- A1.1 Champ électrique et magnétique du mode dominant dans une cavité résonnante rectangulaire (mode TE_{103})

LISTE DES TABLEAUX

- 1.1. Caractéristiques des méthodes de mesure
- 1.2. Les paramètres magnétiques des réseaux de nanofils à partir des courbes d'aimantation majeure
- 3.1. Performances des dispositifs sous pointes
- 4.1. Les propriétés magnétiques des trois réseaux de nanofils ($H_{DC}=0$, $f_0=8.94$ GHz)
- 4.2. Les paramètres des réseaux de nanofils mesurés
- 4.3. Le champ d'interaction à saturation pour les réseaux de $\text{Co}_{94}\text{Fe}_5\text{B}_1$ nanofils
- 4.4. Le champ d'interaction à saturation pour les réseaux de Co nanofils
- 4.5. Les paramètres de réseaux de nanofils mesurés dans une ligne coplanaire
- 4.6. Les propriétés magnétiques des réseaux de nanofils et ferrites à 10 GHz ($H_{DC}=0$)

TABLE DES PRINCIPAUX SYMBOLES

Alphabet latin

A^*	:	fonction complexe,
A_V	:	facteur géométrique,
c	:	vitesse de la lumière,
C	:	capacité,
D	:	vecteur induction électrique,
E_i	:	constantes d'amplitude pour les champs électriques (i=1,2,3),
E	:	vecteur champ électrique,
E_z^*	:	phaseur du champ électrique,
f	:	fréquence,
f_0	:	fréquence propre d'une cavité non perturbée (vide),
f_{0s}	:	fréquence propre d'une cavité perturbée,
f_r	:	fréquence de résonance d'un résonateur dans un circuit actif,
f_1, f_2	:	fréquences limites pour la bande qui détermine le facteur de qualité,
h	:	hauteur de l'échantillon dans la cavité,
H_{cav}	:	hauteur de la cavité résonnante,
H	:	vecteur champ magnétique,

H_i	:	constantes d'amplitude pour les champs magnétiques ($i=1,2,3$),
i	:	le courant,
k	:	constante de phase,
l	:	longueur du circuit micro-ondes,
L	:	inductance,
m	:	indice de mode,
M_0	:	vecteur de la magnétisation,
n	:	indice de mode,
N_e	:	facteur de dépolarisation,
p	:	indice de mode,
P_0	:	vecteur de dépolarisation,
P	:	puissance micro-onde absorbée par échantillon,
P_i	:	puissance d'entrée,
Q_{ext}	:	facteur de qualité dû aux circuits extérieurs,
Q_{Lo}	:	facteur de qualité d'une cavité (vide),
Q_{Ls}	:	facteur de qualité d'une cavité (contenant l'échantillon),
R	:	résistance,
R_L	:	la charge résistive,
RFM	:	résonance ferromagnétique,
s	:	indice pour les cas où la cavité est chargée,
v_i	:	vitesse de l'onde dans le milieu I,

V_C	:	volume de la cavité,
V_e	:	volume externe à l'échantillon,
V_S	:	volume de l'échantillon,
W	:	énergie totale emmagasinée dans le résonateur,
W_0	:	énergie initiale emmagasinée dans le résonateur,
Z_0	:	impédance caractéristique.

Alphabet grec

α	:	facteur de variation pour la longueur T ,
α	:	atténuation pour le calcul de Q_L ,
α	:	partie réelle de la constante de phase complexe,
β	:	partie imaginaire de la constante de phase complexe,
δ	:	angle de pertes diélectriques
δ_P	:	profondeur de pénétration des ondes électromagnétiques,
$\delta\omega$:	déviation de fréquence angulaire,
$\delta\omega^*$:	déviation de fréquence complexe angulaire,
$\frac{\delta\omega}{\omega}$:	variation relative des fréquences angulaire de résonance,
$\delta\left(\frac{1}{Q_L}\right)$:	variation relative du facteur de qualité chargé,
$\frac{\delta f}{f}$:	variation relative des fréquences de résonance $\left(\frac{f-f_0}{f}\right)$,

Δf_i	:	différence de fréquences ($i=1, 2, 3, \dots$),
Δf_{\min}	:	différence de fréquence minimum (résonance),
$\Delta \omega$:	différence de fréquence angulaire ($=2\pi\Delta f$), obtenue à la suite d'une modulation de phase,
$\Delta \omega_0$:	différence de fréquence minimum, cavité vide,
$\Delta \omega_s, \Delta \omega_{0s}$:	différence de fréquence minimum, cavité chargée,
ϵ_0	:	permittivité absolue du vide ($=8.854 \times 10^{-12}$ F/m),
$\tilde{\epsilon}_i$:	($=\epsilon_0 \epsilon_i^*$) permittivité complexe pour les régions i ($i=0, 1, 2$ ou absent),
ϵ_i'	:	constante diélectrique relative pour le région i ($i=0, 1, 2$ ou absent),
ϵ_i''	:	facteur de pertes relatif pour le région i ($i=0, 1, 2$ ou absent),
λ_{TM}	:	longueur d'onde pour la résonance des modes TM,
λ_0	:	longueur d'onde, cavité vide,
λ_{0s}	:	longueur d'onde, cavité chargée,
μ_0	:	perméabilité absolue du vide,
$\tilde{\mu}$:	perméabilité absolue complexe,
σ	:	conductivité,
ω	:	fréquence angulaire ($=2\pi f$),

- ω_0 : fréquence angulaire propre d'un résonateur qui n'est pas perturbé,
- ω_{0s} : fréquence angulaire propre d'un résonateur perturbé par l'introduction d'un échantillon,
- ω^* : fréquence angulaire complexe,
- ω_1 : parti réelle de ω^* ,
- ω_2 : parti imaginaire de ω^* .

INTRODUCTION

Au cours des dernières années, une accélération extraordinaire des recherches en nanotechnologie a permis une avancée considérable dans le domaine des nanostructures magnétiques. L'ordre magnétique et le processus de renversement de l'aimantation, étudiés intensivement par le passé dans le cas des matériaux massifs, sont aujourd'hui révisés pour des objets magnétiques de dimensions réduites. Au niveau industriel, la première motivation de ces recherches est la possibilité d'aboutir à des applications dans le domaine de l'électronique :

- stockage de l'information;
- atténuateurs variables;
- déphaseurs;
- modulateurs;
- filtres d'arrêt et les filtres à atténuation variable;
- absorbeur de puissance pour guides d'ondes etc.

Dans les mémoires périphériques (disques durs d'ordinateurs, par exemple), les bits d'information sont généralement des entités magnétiques (ensemble de grains) qui correspondent à un petit élément de surface d'un médium, dont l'aimantation peut prendre deux orientations opposées. Le couplage inter-grains donne lieu à un bruit magnétique qui est aujourd'hui l'une des principales

limitations à l'augmentation des performances (la densité notamment) des supports d'enregistrement magnétique. Le prix à payer contourner pour cette limitation consisterait à isoler physiquement les bits afin d'éviter ces couplages parasites, en fabriquant des médias constitués d'assemblées de nanostructures.

Avec les récents progrès faits dans les techniques de nano-fabrication, les dimensions des objets magnétiques réalisables peuvent désormais être amenées à une échelle nanométrique, où la taille et le nombre des domaines magnétiques deviennent contrôlables. De nouvelles propriétés, intéressantes d'un point de vue tant fondamental qu'appliqué, sont attendues lorsque ces dimensions deviennent comparables aux longueurs d'échelle caractéristiques du magnétisme (taille de domaines, largeur de parois). Une réduction de taille latérale a pour effet une redistribution des rôles joués par les différentes énergies contrôlant le comportement magnétique (énergies d'échange, d'anisotropie et magnétostatique). Elle peut conduire à des états fondamentaux et à des processus de retournement de l'aimantation totalement différents de ceux rencontrés dans les matériaux massifs et les films minces.

Les ferrites traditionnelles ne sont pas utiles pour les dispositifs magnétiques en fréquences micro-ondes (> 20 GHz) parce qu'ils ont :

- une basse valeur de la fréquence de résonance;
- des limites technologiques qui sont liées à l'intégration avec les circuits intégrés monolithiques micro-ondes (MMIC).

Les réseaux de nanofils ferromagnétiques permettent de résoudre ces problèmes. Le petit diamètre des fils, par comparaison avec la pénétration des ondes due à l'effet de peau, la nature diélectrique de membrane garantit la propagation des ondes électromagnétiques dans les réseaux de nanofils.

Ce travail présente une étude des réseaux de nanofils obtenus par électrodéposition dans une membrane commerciale d'alumine. Ces matériaux ont de faibles pertes en hautes fréquences et présentent des intérêts réels pour les applications micro-ondes.

Ce projet de recherche entre dans le cadre d'une collaboration le laboratoire Poly-Grames et le Groupe de Couches Minces de l'École Polytechnique de Montréal. Les objectifs de ce projet de recherche sont :

- 1) Elaborer une technique pour déterminer les propriétés électromagnétiques des réseaux de nanofils ferromagnétiques obtenus par électrodéposition dans une matrice diélectrique en micro-ondes.
- 2) Etudier les phénomènes physiques de résonance ferromagnétique (RFM) aux champs magnétiques variables pour obtenir l'information sur l'effet de l'anisotropie magnétocristalline et des interactions magnétostatiques dans les réseaux sur les propriétés ferromagnétiques dans une large bande de fréquences.

Dans le premier chapitre, nous présenterons une revue des méthodes expérimentales de mesure des propriétés des matériaux magnéto-diélectriques en micro-ondes. Nous montrons différentes techniques expérimentales qui ont été

utilisées pour l'élaboration des échantillons, notamment la déposition électrochimique dans les pores des membranes nanoporeuses d'alumine, et les techniques de nano-fabrication, et pour leur caractérisation tant structurale que magnétique. Nous avons étudié trois types des réseaux de nanofils métalliques magnétiques :

- CoFeB amorphe avec la composition nominale $\text{Co}_{94}\text{Fe}_5\text{B}_1$;
- Hcp (hexagonal close packed) Co avec l'axe c à peu près parallèle à l'axe de nanofils;
- Hcp Co avec l'axe c à peu près perpendiculaire à l'axe de nanofils.

Nous présentons dans le chapitre II l'application de la théorie de perturbation pour obtenir des propriétés des réseaux de nanofils englobés dans une matrice en micro-ondes. Le logiciel original de mesure en bande de fréquence X de la perméabilité complexe des réseaux de nanofils de différents matériaux a été développé en utilisant les outils de programmation Compaq Visual Fortran. La méthode de Lorentz a été utilisée pour augmenter la précision des mesures.

Dans le chapitre III, nous montrons l'intérêt des lignes de transmission plaquées et développons une étude électromagnétique spécifique à la concentration des lignes de champs dans le matériel, en fonction de la structure de la ligne, des caractéristiques du matériel et de la fréquence. Les lignes de transmission coplanaires ont été choisies pour caractériser des matériaux en forme du réseau de nanofils. Le troisième chapitre est relatif à la méthode de dépouillement de la

matrice de dispersion $[S_{ij}]$ afin d'obtenir les caractéristiques électromagnétiques du matériau mesuré. Le programme original (écrite en Compaq Visual Fortran) permet d'obtenir rapidement les caractéristiques électromagnétiques du matériau en utilisant des mesures la matrice de dispersion $[S_{ij}]$ dans toute la gamme de fréquences de l'analyseur de réseaux.

Le chapitre IV présentera une étude des propriétés des réseaux de nanofils déposés dans une matrice diélectrique. La perméabilité complexe des réseaux de nanofils de différents matériaux a été mesurée dans la bande de fréquence X, en utilisant la méthode de perturbation en cavité résonnante. Nous avons trouvé que la méthode de Lorentz était plus précise pour l'estimation de la fréquence de résonance et le facteur de la qualité à partir des données mesurés en transmission. Nous avons obtenu des valeurs relativement grandes de la perméabilité et des petites pertes, en comparaison aux films ferromagnétiques. Ce chapitre présente les résultats des études de la résonance ferromagnétique (RFM) des réseaux de nanofils. Les mesures du coefficient de transmission permettent analyser les propriétés des réseaux de nanofils ferromagnétiques dans une large gamme de fréquences. Des mesures de RFM aux champs magnétiques variables ont été employées pour obtenir l'information sur l'effet de l'anisotropie magnetocristalline et des interactions magnétostatiques dans les réseaux sur les propriétés ferromagnétiques. En raison des structures inhomogènes de lignes de transmissions planaires, une étude électromagnétique de ligne coplanaire a été

développée à partir d'une méthode analytique. Les méthodes de dépouillement sont basées sur l'exploitation des mesures de la matrice $[S_{ij}]$ sur les plans d'entrées de la ligne. Les caractéristiques électromagnétiques sont obtenues à partir de relations analytiques.

Finalement, les conclusions et les recommandations concernant ce projet de recherche sont présentées dans le dernier chapitre.

Les contributions originales de cette thèse sont :

- 1) Une technique combinée a été élaborée pour déterminer d'une façon précise les propriétés électromagnétiques des réseaux de nanofils ferromagnétiques obtenus par une électrodéposition dans une matrice diélectrique en micro-ondes. Nous avons appliqué deux méthodes :

- ♦ de perturbations en cavité résonnante rectangulaire;
- ♦ de transmission/réflexion dans les lignes planaires.

Nous avons obtenu une bonne concordance entre les caractéristiques mesurées par ces deux méthodes. Nos résultats montrent des valeurs relativement grandes de la perméabilité et des petites pertes, en comparaison avec les films ferromagnétiques.

- 2) Des mesures de RFM aux champs magnétiques variables ont été employées pour obtenir l'information sur l'effet de l'anisotropie magnetocristalline et des interactions magnétostatiques dans les réseaux sur les propriétés ferromagnétiques dans une large bande de fréquences.

Nous avons également étudié la dépendance des fréquences de résonance en fonction de la longueur et du diamètre des nanofils.

- 3) La possibilité de fabriquer des réseaux de nanofils ferromagnétiques uniformes avec longueurs, diamètre et distances entre les fils contrôlés a permis le développement des diverses applications. Parmi celles-ci, les plus intéressantes sont les dispositifs planaires en micro-onde, en remplaçant les milieux ferromagnétiques continues, lesquels ont de grandes pertes à ces fréquences. Les métamateriaux magnétiques avec de petites pertes peuvent être fabriqués avec des réseaux de nanofils.

Les résultats obtenus des travaux de recherche ont été publiés dans des journaux et dans des conférences :

1. A. Sklyuyev, M. Ciureanu, C. Akyel, P. Ciureanu, D. Ménard, A. Yelon, Ferromagnetic Resonance Properties of Arrays of Magnetic Nanowires, *Trans. 12th International Symposium on Antenna Technology and Applied Electromagnetics and Canadian Radio Sciences*, (2006), pp.549-552.
2. A. Sklyuyev, M. Ciureanu, C. Akyel, P. Ciureanu, D. Ménard, A. Yelon, Measurement of Complex Permeability of Ferromagnetic Nanowires using Cavity Perturbation Techniques, *Trans. Canadian Conference on Electrical and Computer Engineering*, (2006), pp.1044-1047.

3. Y. Ye, A. Sklyuyev, C. Akyel, P. Ciureanu, Automatic System to Measure Complex Permittivity and Permeability using Cavity Perturbation Techniques, *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, (2006), (in press).
4. P. Ciureanu, G. Rudkowska, L. Clime, A. Sklyuyev, A. Yelon, Anisotropy optimisation of giant magnetoimpedance sensors, *Journal of Optoelectronics and Advanced Materials*, vol.6, no.3, pp.905-910, 2004.
5. A. Sklyuyev, P. Ciureanu, C. Akyel, V. Goncharov, et A. Choroch. Modélisation des dispositifs micro-ondes en métal-diélectrique en utilisant la méthode de l'équation intégrale, *Trans. Canadian Conference on Electrical and Computer Engineering*, pp. 1897-1900, 2003.
6. P. Ciureanu, G. Rudkowska, L. Clime, A. Sklyuyev, L.G.C. Melo, C. Akyel, R.W. Cochrane, A. Yelon, Magnetoimpedance investigation in amorphous wires, *Trans. 47th Annual conference of Magnetism and Magnetic Materials*, Tampa, Florida, November 11-15, p. 320, 2002.

CHAPITRE I

Application des micro-ondes à l'étude des propriétés des matériaux magnéto-diélectriques

1.1 Méthodes expérimentales de mesure des propriétés des matériaux magnéto-diélectrique en micro-ondes. Revue de littérature.

Pour mesurer la permittivité et la perméabilité complexes d'un matériau, on prélève un échantillon de matière et on le place sur le trajet d'une onde électromagnétique progressive, soit dans l'espace libre, soit à l'intérieure d'une structure de propagation (ligne de transmission ou guide d'onde). On peut également positionner l'échantillon à l'emplacement d'un ventre du champ électrique d'une onde stationnaire, par exemple dans une cavité résonante. Les coefficients de réflexion et de transmission du dispositif expérimental dépendent directement des propriétés électromagnétiques du matériel et c'est à partir de ces mesures que nous pouvons déterminer sa permittivité électrique et perméabilité magnétique.

Le choix d'une technique de caractérisation est d'abord déterminé par la bande de fréquence exploitée, ensuite par les propriétés physiques de matériel : magnétique ou non, transparent ou absorbant, isotrope ou anisotrope, homogène ou hétérogène, dispersif ou non, et enfin, par la forme et la nature des échantillons de matière disponibles : plaquettes ou films minces, liquides ou solides, élastomères ou granulaires. Le tableau 1.1 illustre un résumé des différentes méthodes ainsi que leurs caractéristiques, pour faciliter le choix quant à la méthode de mesure à utiliser.

#	Cellule de mesure	Configuration de l'échantillon	Paramètres mesurés	Bande de fréquence
1	Lignes de transmission ou guide d'ondes	Au centre de la cellule	S_{11} et S_{21}	Large bande
		Devant un circuit ouvert	S_{11}	Large bande
		Au contacte d'une sonde	S_{11}	Large bande
2	Cavités résonantes	Seul	Module de S_{11} ou S_{21}	Mono fréquence
3	Espace libre	Devant un court-circuit	S_{11}	Large bande
		Seul	S_{11} et S_{21}	Large bande

Tableau 1.1 : Caractéristiques des méthodes de mesure

Aucune méthode de mesure ne peut satisfaire à tous les besoins très divers de caractérisation. Le choix de la technique optimale et les incertitudes résultantes de mesure dépendent en majeure partie du type de solide à caractériser. Ceci inclut les facteurs suivants :

1. Facteur de volume et de forme (c.-à-d. feuille plate, lingots cylindriques, etc.)

2. Les tolérances d'usinage réalisables pour l'échantillon matériel.
3. Propriétés diélectriques et magnétiques prévues.
4. Que le matériel soit sensiblement anisotrope ou pas.
5. Les fréquences RF ou la gamme des fréquences auxquelles la caractérisation est désirée.
6. Coût de mesures et de temps requis par spécimen (le coût peut être réduit si moins d'exactitude est acceptable).

Les méthodes de mesure peuvent être largement divisées en deux catégories :

- la propagation libre, utilisée pour de grandes quantités de matériaux;
- la propagation guidée, sous des formes différentes :
 - la mesure de la fréquence de résonance et de l'atténuation d'une cavité résonnante pour les matériaux avec faibles pertes (méthode de perturbation);
 - la mesure des paramètres de réflexion et de transmission.

Les méthodes de résonance peuvent mieux résoudre les basses pertes diélectriques et magnétiques que les méthodes de transmission/réflexion. Cependant, contrairement aux possibilités à bande large de ces dernières, les méthodes de résonance sont généralement limitées par le domaine de fréquences utilisées. Dans certains cas, le montage de résonateur peut être mécaniquement accordé, tenant compte des mesures de multiple fréquence. La méthode de transmission/réflexion a également des erreurs de mesure provoquées par l'influence des fentes d'air, en particulier pour des diélectriques avec une constante diélectrique élevée. Les

méthodes de la propagation libre sont seulement pratiques aux fréquences de micro-onde et d'onde millimétrique au-dessus de 1 gigahertz et exigent généralement un service de chambre anéchoïde.

Les méthodes utilisant les cavités résonnantes [1], [2], les résonateurs diélectriques [3], ou les résonateurs ouverts (Fabry-Perot) [4] fonctionnant sur un mode dominant, ou un mode évolué bien établi, fournissent l'exactitude de mesure la plus élevée pour déterminer la constante diélectrique et la perméabilité complexes de matériaux avec les pertes faibles aux fréquences micro-ondes. Les propriétés diélectriques des matériaux anisotropes peuvent être mesurées en utilisant deux modes de la même structure résonnante [5], [6] dans laquelle le champ électrique dominant est parallèle aux axes principaux de l'anisotropie. Selon le type de résonateur utilisé, l'exactitude des mesures complexes de constante diélectrique peut être limitée par :

- ◆ la présence des fentes entre l'échantillon et les parois conducteurs du résonateur;
- ◆ solutions imprécises de champ pour le résonateur + l'échantillon;
- ◆ incertitudes dans les dimensions physiques de l'échantillon sous l'essai et le résonateur;
- ◆ pertes de conductivité dans des murs.

La méthode de transmission/réflexion est une technique populaire de mesure en raison de sa capacité à fournir des données sur une large bande de fréquence. Comme

discuté déjà, elle est peu convenable pour les matériaux avec des pertes faibles, mais donne des résultats satisfaisants dans les milieux des matériaux à haute perte, en particulier pour la mesure de la perméabilité complexe des matériaux magnétiques. Dans cette technique, un analyseur de réseau vectoriel (VNA) est d'abord calibré avec les étalons pour la bande de fréquence désirée. Nous avons utilisé la méthode d'étalonnage L.R.M. (Line Reflect Match) dans nos mesures. Ceci permet d'avoir de meilleures performances pour les fréquences inférieures à 40 GHz. Les valeurs expérimentales de la matrice de dispersion $[S_{ij}]$ sont mesurées à l'entrée et à la sortie de la ligne de transmission en utilisant un VNA. Les propriétés complexes de la permittivité et de la perméabilité du matériel étudié sont alors dérivées en utilisant un algorithme. La plupart des algorithmes utilisés dans le passé se sont fondés sur les expressions explicites développées par A. NICOLSON et G. ROSS [7] et d'autres. Récemment, quelques algorithmes beaucoup plus performants ont été développés [8].

À ce jour, la caractérisation électromagnétique de ces nouveaux matériaux sous forme solide et en phase liquide ou mésomorphe est couramment effectuée dans une gamme de fréquences allant du continu jusqu'à une dizaine de GHz. Dans le cas où la quantité des matériaux est suffisante, les mesures sont obtenues à partir de ponts d'impédances ($f < 1$ GHz) et d'analyseurs de réseaux vectoriels, le matériau étant placé dans des lignes coaxiales ou guide d'ondes rectangulaires. D'autres méthodes, soit très sélectives en fréquence (cavités résonnantes), peuvent être envisagées.

Par contre, si les matériaux sont disponibles en faible quantité, en particulier sous forme de film, les méthodes de caractérisation sont peu développées et ce d'autant plus que la fréquence est élevée. N. BELHADJ-TAHAR [9] utilise une ligne coaxiale où une rupture du conducteur central laisse place à l'échantillon qui se présente sous forme de pastille de faible épaisseur, d'où l'apparition d'une discontinuité. L'étude théorique de cette discontinuité nécessite la connaissance de l'ensemble des modes supérieurs. La modélisation exige un traitement numérique relativement difficile. L'utilisation des lignes microrubans a été retenue dans les travaux de W. BARRY [10] puis de P. QUEFFELEC [11]. Le matériel étudié est posé sur la ligne microruban réalisée sur un substrat d'alumine. La discontinuité résultante entraîne une perturbation de la propagation de l'onde. Pour que cette méthode soit sensible, les caractéristiques électromagnétiques du matériel étudié doivent être importantes.

Une technique combinée doit être appliquée pour déterminer d'une façon précise les propriétés électromagnétiques des réseaux de nanofils ferromagnétiques en utilisant les méthodes de perturbations en cavité résonnante et de transmission/réflexion dans les lignes planaires. La méthode de perturbation en cavité résonnante a été choisie pour la mesure de la perméabilité magnétique des réseaux de nanofils pour les fréquences fixés. La méthode de transmission/réflexion a permis d'étudier la RFM des réseaux de nanofils dans une large bande de fréquences.

1.2 Réseaux des nanofils ferromagnétiques

1.2.1 Préparation des réseaux de nanofils ferromagnétiques

La méthode principales pour préparer les réseaux de nanofils est : l'électrodépositions ou déposition chimique (electroless) dans les pores de membranes nanoporeuses d'alumine, mica, silice ou matériaux plastiques. Ces membranes sont obtenues par des méthodes nanolitographiques ou, le plus souvent par anodisation de l'aluminium. Nous avons utilise des membranes commerciales d'alumine (Whatman Ltd. Inc. Anodisc 0.02 μ m) obtenues par oxydation électrochimique de feuilles d'aluminium de grande pureté. Ces membranes ont une épaisseur de 60 μ m et un diamètre de pores 170 ± 20 nm, la distance entre les pores est 238 ± 30 nm (figure 1.1). Avant l'électrodéposition il faut fermer la base de pores avec une mince couche d'or d'une épaisseur de 1 μ m. Cette couche métallique est utilisée comme cathode dans la cellule d'électrolyse.

La méthodologie d'électrodéposition a été développée dans le Département de Génie physique de l'École Polytechnique de Montréal [12]. La déposition des métaux ferromagnétiques a été faite en pulsation galvanostatique. L'électrodéposition a été effectuée dans une cellule électrolytique, qui contient en solution les ions des métaux déposés. La longueur de fils était contrôlée par le temps de déposition.

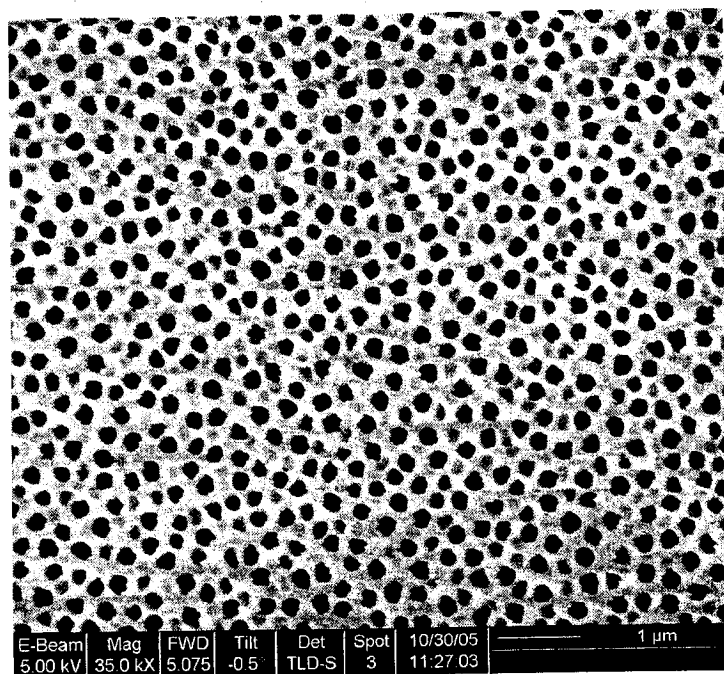


Figure 1.1 : L'image obtenue par microscope électronique à balayage pour la membrane diélectrique d'alumine avec le diamètre de pores 170 ± 20 nm

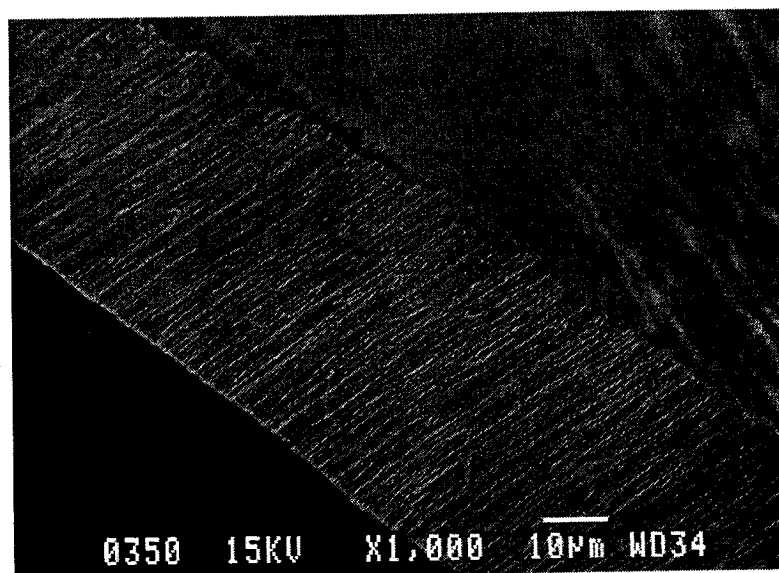


Figure 1.2 : L'image obtenue par microscope électronique à balayage pour le réseau de nanofils englobées dans la membrane diélectrique d'alumine

Le pH de la solution électrolytique contenant du Co influence la direction de l'axe *a*isé. Pour des pH d'environ 3.5 à 5, l'axe *c* de la structure hexagonale compacte du cobalt est orientée perpendiculairement à l'axe des nanofils. Pour des pH supérieurs à 6, l'axe *c* s'oriente préférentiellement parallèlement à l'axe des fils.

Les deux formes de Co ont été obtenues aux différents pH : 6.2 pour Co (*c*||) et 3.8 pour Co (*c*⊥). La figure 1.2 présente l'image obtenue par microscopie électronique à balayage d'un réseau de nanofils englobés dans une membrane diélectrique dont le diamètre de pores est 200 nm.

1.2.2 Les courbes d'aimantation statique des réseaux de nanofils ferromagnétiques

Les courbes d'aimantation statiques des réseaux de nanofils sont mesurées en utilisant un magnétomètre à échantillon vibrant (Vibrating Sample Magnetometer, VSM). A chaque valeur du champ externe, le moment magnétique du réseau est mesuré après un intervalle de temps assez grand pour que le système puisse être considéré dans son état d'équilibre magnétostatique.

Dans ce travail on a utilisé deux directions suivant lesquelles on a mesuré ce genre de courbes : la direction parallèle aux axes des nanofils (out-of-plane ou OOP) et la direction perpendiculaire à ces axes (in-plane ou IP). Les figures 1.3-1.5 présentent les courbes d'aimantation majeure de trois matériaux différents. Les courbes d'aimantation majeure de tous les réseaux de nanofils montrent une faible

coercivité ($H_c < 100$ Oe). A partir des courbes d'aimantation majeure, nous avons calculé les caractéristiques magnétiques des réseaux de nanofils :

- ♦ H_c - la coercivité (le champ magnétique nécessaire pour obtenir une aimantation nulle après saturation);
- ♦ H_s - le champ de saturation (le champ magnétique nécessaire à l'alignement de l'aimantation avec le champ appliqué);
- ♦ M_s - l'aimantation à saturation (la valeur maximale de l'aimantation);
- ♦ M_r - l'aimantation rémanente (l'aimantation résiduelle sans champ magnétique appliqué après saturation);
- ♦ $SQ = M_r/M_s$ - le taux de rectangularité (*squareness*).

Le tableau 1.2 présente les paramètres magnétiques des réseaux de nanofils à partir des courbes d'aimantation majeure de trois réseaux de nanofils.

Substrat	Longueur μm	Dans le plan		Normal au plan		M_s , 10^6 A/m
		H_c , Oe	SQ	H_c , Oe	SQ	
$\text{Co}_{94}\text{Fe}_5\text{B}_1$	24	31.6	0.0169	54.9	0.0168	1.412
Co (c)	27	84.54	0.0172	89.7	0.0185	1.492
Co (c \perp)	28	248	0.051	252	0.056	1.487

Tableau 1.2 : Les paramètres magnétiques des réseaux de nanofils à partir des courbes d'aimantation majeure [13]

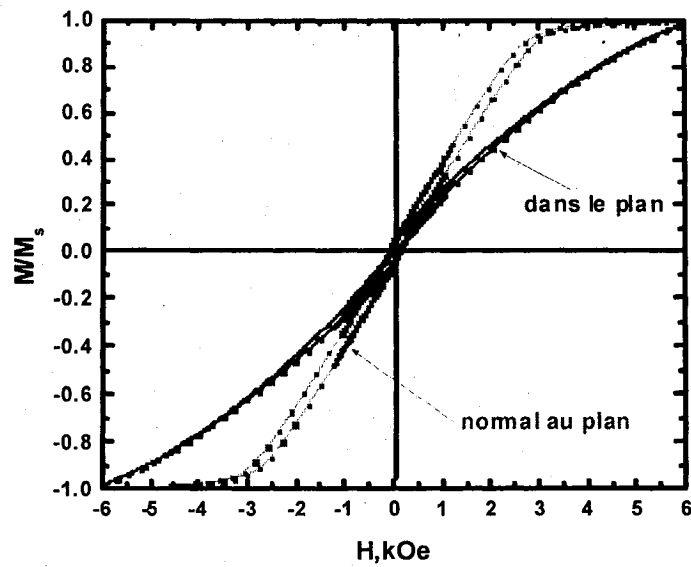


Figure 1.3 : Les courbes d'aimantation majeure des réseaux de nanofils de CoFeB ($l=24 \mu\text{m}$) [14]

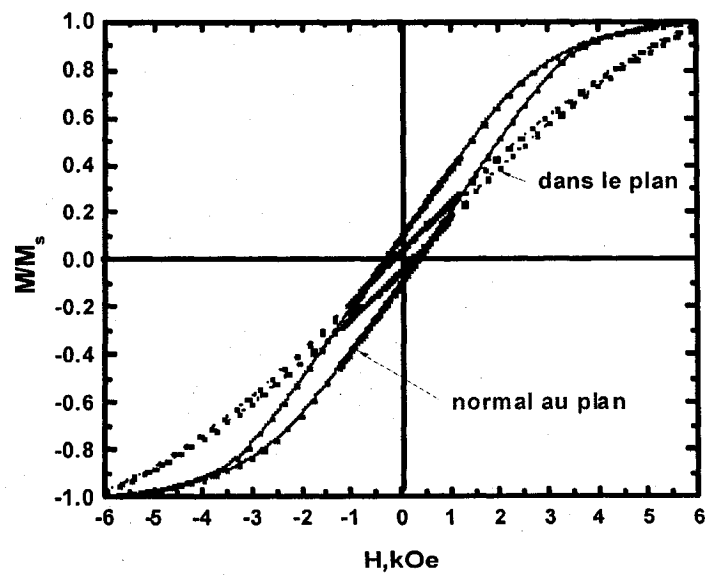


Figure 1.4 : Les courbes d'aimantation majeure des réseaux de nanofils de Co avec l'axe c à peu près parallèle à l'axe de nanofils ($l=27 \mu\text{m}$) [14]

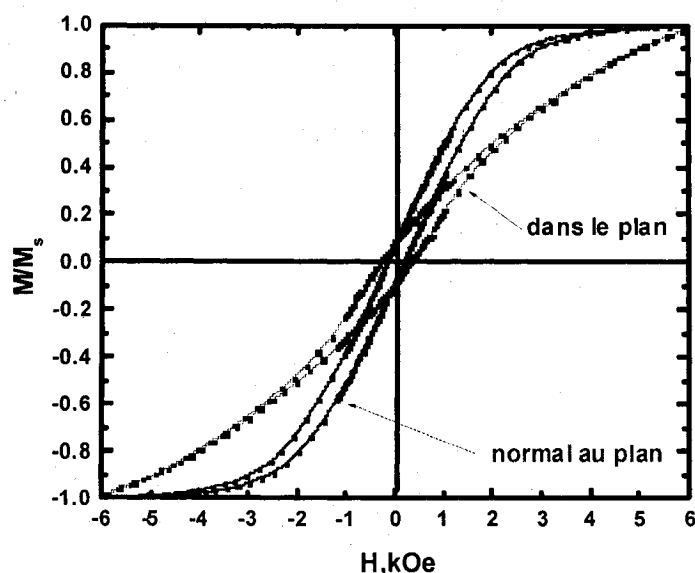


Figure 1.5 : Les courbes d'aimantation majeure des réseaux de nanofils de Co avec l'axe c à peu près perpendiculaire à l'axe de nanofils ($l=28 \mu\text{m}$) [14]

1.2.3 Les diagrammes FORC des réseaux de nanofils ferromagnétiques

Les diagrammes FORC, qui tiennent leur nom des 'First Order Reversal Curves' (courbes d'aimantation du premier ordre) dont ils sont extraits, permettent une étude détaillée des phénomènes d'hystérésis. Différents systèmes peuvent avoir des cycles d'hystérésis semblables, mais des diagrammes très différents, d'où leur utilisation comme signature pour les systèmes magnétiques.

L'avantage des diagrammes FORC pour l'étude des réseaux de nanofils est qu'ils permettent d'obtenir des informations sur le comportement individuel de chaque nanofil à partir des mesures sur l'ensemble [14]. En plus, et cela est important pour l'étude présente, les diagrammes permettent de déterminer le champ magnétique dû aux interactions magnétostatiques dans le réseau.

L'acquisition des diagrammes FORC s'effectue de la manière suivante :

L'échantillon est saturé à un champ positif H_s et ensuite le champ magnétique est déplacé jusqu'à une valeur prédéfinie $H_r < H_s$; ensuite, le champ est augmenté par petits pas jusqu'à la valeur de départ H_s . Le procédé est répété plusieurs fois avec différentes valeurs H_r . On obtient aussi une famille de courbes FORC (figure 1.6) qui sont traitées ensuite pour obtenir la distribution FORC $\rho(H_r, H)$ [15] :

$$\rho(H_r, H) = - \frac{\partial^2 M(H_r, H)}{\partial H_r \partial H} \quad (1.1)$$

et est présenté souvent sous la forme d'un tracé de contours. La distribution du ρ a été calculée en utilisant un algorithme de Shepard pour l'interpolation bivariant des données dispersées sur les grilles irrégulières [16]. La méthode emploie l'approche proposée par Pike [15] pour incorporer la magnétisation réversible dans la distribution de FORC. L'approche consiste à prolonger le plan (H_r, H) , pour inclure la région avec le $H \leq H_r$.

La distribution obtenue peut être représentée par un graphique tridimensionnel [16], ou par une diagramme de contour (figures 1.7-1.9). Le diagramme présente en fonction de H et H_r , avec les axes orientés sur les directions des deux diagonales du plan (H, H_r) et nommés respectivement l'axe des champs coercitif (H_c) et l'axe des champs d'interaction (H_u). Les éléments principaux d'un diagramme FORC sont :

- la partie réversible, située sur l'axe des champs d'interactions;
- la partie irréversible, située dans le demi-plan $H_c > 0$.

L'application des diagrammes de FORC pour les réseaux de nanofils a été discutée pour la première fois par Spinu [17]. Dans [14] on a étudié des diagrammes de FORC de Ni et de systèmes de nanofils amorphes $\text{Co}_{94}\text{Fe}_5\text{B}_1$, (un alliage très doux) dans lesquels, en l'absence de l'anisotropie magnétocristalline, les caractéristiques magnétiques sont dominées par la concurrence entre l'anisotropie de forme et le couplage magnétostatique d'inter-fils.

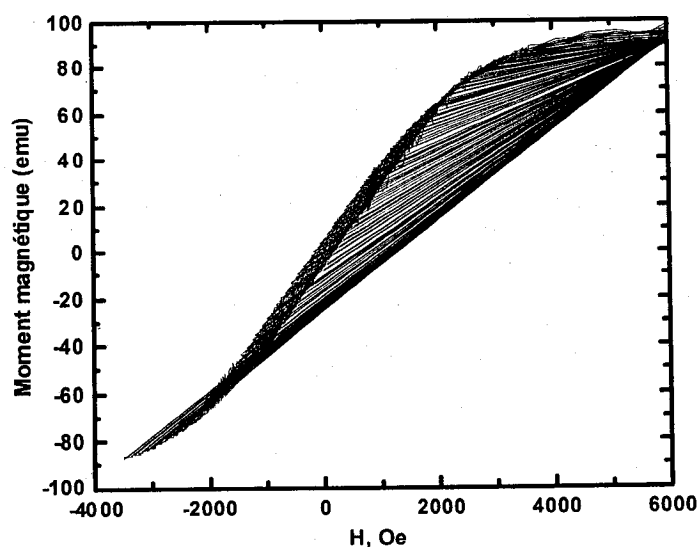


Figure 1.6 : Courbes d'aimantation de premier ordre (FORC) d'un réseau de nanofils de Co avec axe c à peu près parallèle à l'axe de nanofils ($l=27\text{ }\mu\text{m}$)

L'analyse des informations qu'on peut obtenir sur les ensembles de nanofils ferromagnétiques [14] a montré que la demi-largeur de la partie irréversible des diagrammes FORC fournit la valeur du champ d'interaction magnétostatique à la saturation H_{int}^s . L'importance de ce paramètre pour nos études va être discuté en

détail dans le chapitre 4.4. Dans ce chapitre nous avons donc utilisé les informations obtenues de diagrammes FORC pour évaluer H_{int}^s dans les trois séries des réseaux discutés.

Les courbes d'aimantation de premier ordre des réseaux de nanofils sont mesurées en utilisant un magnétomètre à échantillon vibrant. Les diagrammes de FORC ont été limités à la région entre les points de fermeture des diagrammes d'hystérésis.

Les figures 1.7-1.9 présentent les diagrammes FORC de trois différents matériaux ($\text{Co}_{94}\text{Fe}_5\text{B}_1$, $\text{Co c}(\parallel)$ et $\text{Co c}(\perp)$) obtenus avec le champ magnétique qui s'applique parallèlement aux fils [13].

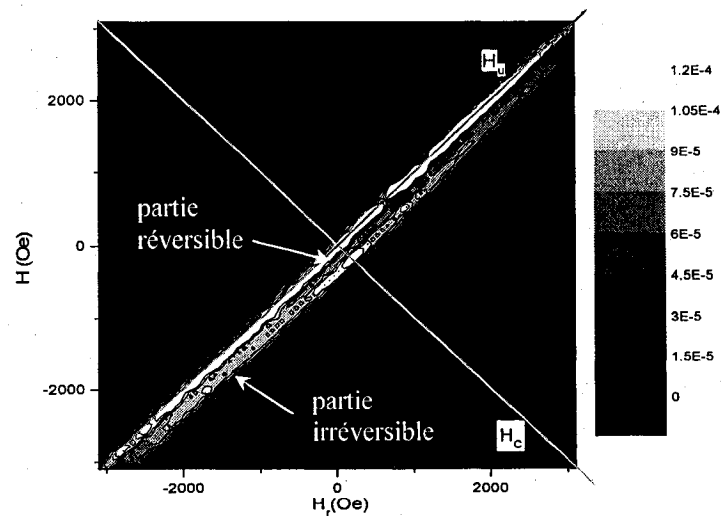


Figure 1.7 : Diagramme FORC de $\text{Co}_{94}\text{Fe}_5\text{B}_1$ ($D = 170 \pm 20$ nm, $l = 45$ μm), magnétisé parallèlement aux fils [13]

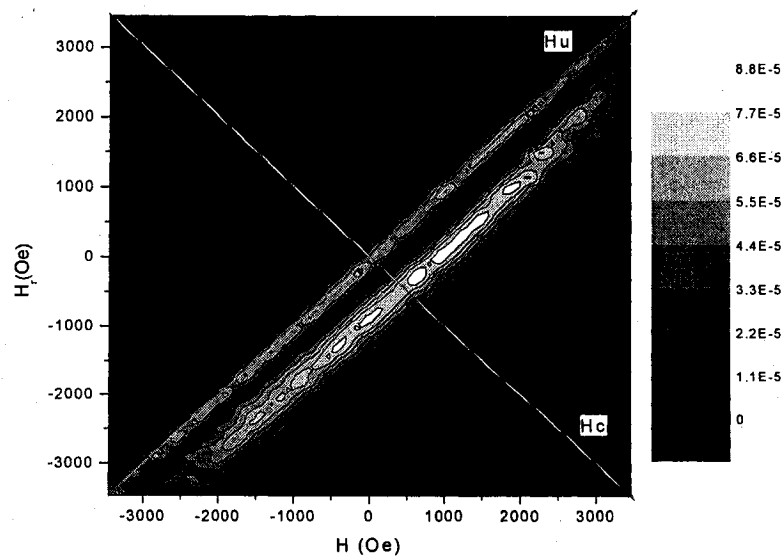


Figure 1.8: Diagramme FORC de Co avec l'axe c à peu près parallèle à l'axe des nanofils (Co ($c||$), $D = 170 \pm 20$ nm, $l=35$ μ m), magnétisé parallèlement aux fils [13]

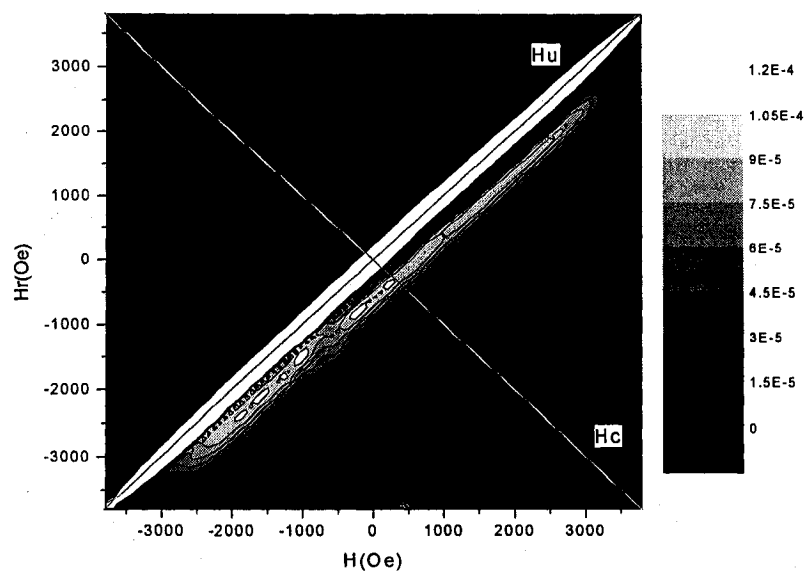


Figure 1.9: Diagramme FORC de Co avec l'axe c à peu près perpendiculaire à l'axe des nanofils (Co ($c\perp$), $D=170 \pm 20$ nm, $l=45$ μ m), magnétisé parallèlement aux fils [13]

CHAPITRE II

Application de la théorie de perturbation pour obtention des propriétés des réseaux de nanofils englobés dans une matrice en micro-ondes

La perméabilité complexe de réseaux de nanofils de différents matériaux a été mesurée en bande de fréquence X en utilisant la méthode de perturbation en cavité résonnante. Nous avons obtenu de relativement grandes valeurs de la perméabilité avec des pertes assez petites, par comparaison avec les films ferromagnétiques. Ces résultats montrent un potentiel important pour les applications magnéto-diélectriques en micro-onde. La technique de perturbation en cavité résonnante a souvent été utilisée pour les mesures des propriétés diélectriques et magnétiques des matériaux en micro-onde [18], [19]. Cette théorie a été développée par Bethe et Schwinger [20]. La technique de perturbation en cavité résonnante est basée sur le changement de la fréquence de résonance et du facteur de qualité lorsqu'un échantillon est introduit dans la cavité à la position d'un maximum du champ électrique pour la mesure de la permittivité diélectrique ou d'un maximum du champ magnétique pour la mesure de la perméabilité magnétique [21]. Cette méthode a des avantages, mais aussi certaines limitations : les dimensions de l'échantillon doivent être assez petites par rapport à la longueur d'onde des ondes stationnaires dans la cavité.

La précision des mesures est complètement dépendante de la précision de la fréquence de résonance f et du facteur de qualité Q . Nous avons utilisé la méthode des moindres carrés non-linéaires à une fonction de Lorentz pour augmenter la précision

des mesures. La théorie de perturbation pour le calcul des propriétés des matériaux magnéto-diélectriques en micro-ondes est décrite en Annexe I.

2.1 La théorie de perturbation en cavité résonnante rectangulaire pour le calcul de la permittivité des matériaux diélectriques en micro-ondes

Pour le mode dominante TE_{10p} dans une cavité résonnante rectangulaire (Annexe II) les expressions du champ électrique données par les équations (A2.10) deviennent:

$$E_y = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{pa}{c}\right)^2}} \sin \frac{\pi}{a} x \sin \frac{p\pi}{c} z \quad (2.1)$$

- où
- a - est la largeur de la cavité résonnante rectangulaire;
 - b - est la hauteur de la cavité résonnante rectangulaire;
 - c - est la longueur de la cavité résonnante rectangulaire;
 - p - est le nombre de la demi-longueur d'onde en direction z (figure (2.1)).

L'intégrale de l'équation (2.1) peut se mettre sous la forme suivante :

$$I_0 = \int_{V_c} \left| \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{pa}{c}\right)^2}} \sin \frac{\pi}{a} x \sin \frac{p\pi}{c} z \right|^2 dV = \frac{1}{4V_c} \quad (2.2)$$

A partir des équations pour les parties réelle et imaginaire de la fréquence angulaire complexe (A1.4) on obtient la valeur de la permittivité complexe

$$(\varepsilon'_r - 1) = \frac{V_c}{V_s} \left(\frac{f_0 - f_s}{f_s} \right) \quad (2.3)$$

$$\varepsilon''_r = \frac{V_c}{4V_s} \left(\frac{1}{Q_s} - \frac{1}{Q_0} \right) \quad (2.4)$$

où V_s est le volume de l'échantillon;

V_c est le volume de la cavité;

f_0 est la fréquence de résonance de la cavité vide;

f_s est la fréquence de résonance de la cavité chargée;

Q_0 est le facteur de qualité de la cavité vide ;

Q_s le facteur de qualité de la cavité chargée.

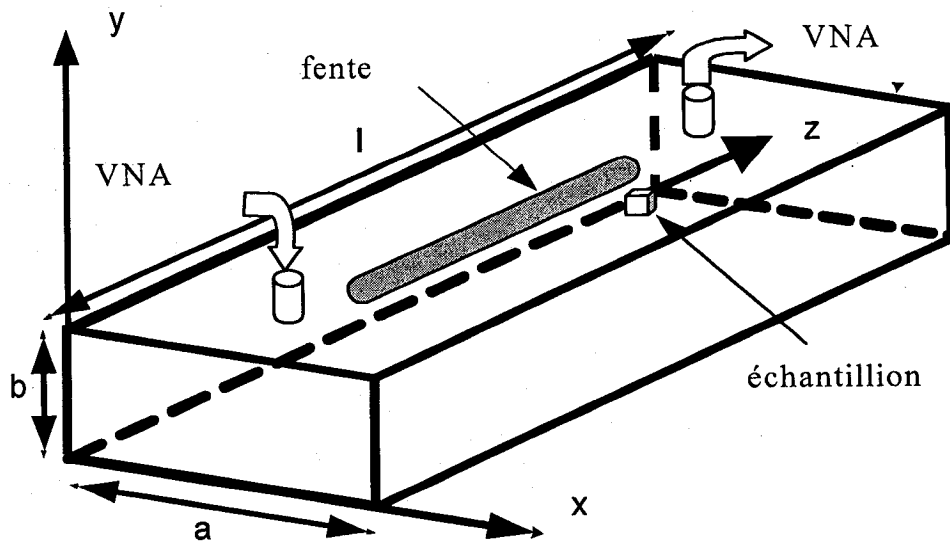


Figure 2.1 : Cavité résonnante et ses dimensions

2.2 La théorie de perturbation en cavité résonnante rectangulaire pour le calcul de la perméabilité des matériaux magnétiques en micro-ondes

Pour la mode dominante TE_{10p} les expressions de champ magnétique donné par les équations (A2.16, A2.18) deviennent :

$$H_x = -\frac{i}{K} p \frac{a}{c} \sin \frac{\pi x}{a} \cos \frac{p\pi}{c} z \quad (2.5)$$

$$H_z = \frac{i}{K} \cos \frac{\pi x}{a} \sin \frac{p\pi}{c} z \quad (2.6)$$

$$\text{où } K = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}.$$

Le dénominateur de l'équation (A1.6) peut se mettre sous la forme suivante :

$$\int_0^V |H_0|^2 dV = \int_0^V H_x^2 dV + \int_0^V H_z^2 dV = \frac{V_0}{4K^2} \frac{(\lambda_g^2 + 4a^2)}{\lambda_g^2} \quad (2.7)$$

Le numérateur de l'équation (A1.6) peut se mettre sous la forme suivante :

$$(\bar{\mu}_r - 1) \int_{V_s} H H_0^* dV = (\bar{\mu}_r - 1) \frac{4a^2 V_s}{K^2 \lambda_g^2} \quad (2.8)$$

À partir des équations (2.7) et (2.8) on obtient,

$$\frac{\omega - \omega_0}{\omega} = -(\bar{\mu}_r - 1) \frac{8a^2}{(\lambda_g^2 + 4a^2)} \frac{V_s}{V_0} \quad (2.9)$$

À partir des équations pour les parties réelle et imaginaire de la fréquence angulaire complexe (A1.4) on obtient la valeur de la perméabilité complexe

$$(\mu'_r - 1) = \frac{(\lambda_g^2 + 4a^2)}{8a^2} \frac{(f_0 - f_s)}{f_s} \frac{V_0}{V_s} \quad (2.10)$$

$$\mu''_r = \frac{(\lambda_g^2 + 4a^2)}{16a^2} \left(\frac{1}{Q_s} - \frac{1}{Q_0} \right) \frac{V_0}{V_s} \quad (2.11)$$

ou λ_g est la longueur d'onde du signal dans une cavité rectangulaire. Pour le mode TE_{10p} , $\lambda_g = 2l/p$ ou l est la longueur de la cavité et $p=1, 2, 3, 4$.

2.3 Mesure en transmission la fréquence de résonance et facteur de qualité dans une cavité résonnante

2.3.1 Description du montage

Dans les techniques conventionnelles, on mesure le déplacement de la courbe de résonance en fonction de la fréquence et sa déformation (variation du facteur de qualité Q) avec et sans échantillon (figure 2.2). Cette perturbation des paramètres de

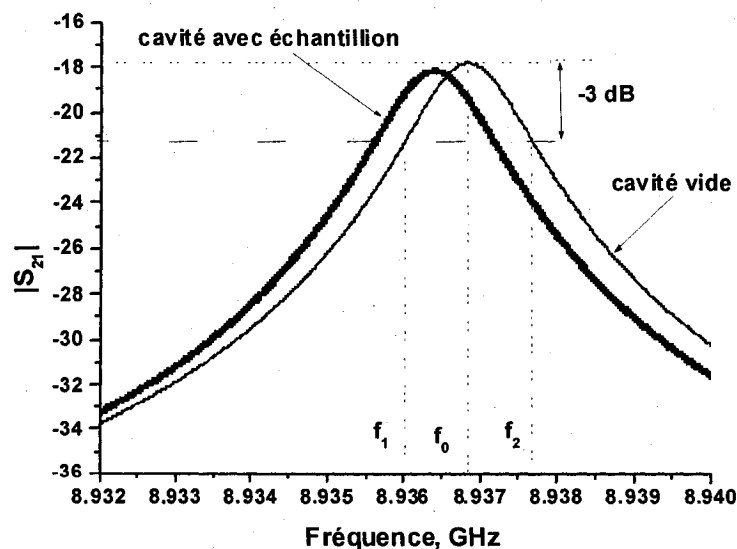


Figure 2.2: Amplitude du coefficient de transmission dans une cavité résonnante avec et sans échantillon

la cavité est mesurée par un analyseur de réseaux pour caractériser tout changement concernant la cavité.

Après l'introduction de l'échantillon dans une cavité, la puissance crête qui correspond à la fréquence de résonance diminue. En addition, la courbe de résonance devient plus large que la courbe originale de la cavité vide. En d'autres termes, le facteur de qualité de la cavité résonnante diminue après l'insertion de l'échantillon. Ces changements peuvent être utilisés pour calculer la permittivité complexe de l'échantillon.

Le calcul de perméabilité complexe est basé sur l'observation du déplacement la fréquence de résonance de la cavité avec l'introduction de l'échantillon, et la variation de son facteur de qualité Q_L défini comme le rapport fréquence de résonance par la bande de fréquence à 3 dB (figure 2.2).

$$Q_L = \frac{f_r}{f_2(3dB) - f_1(3dB)} \quad (2.12)$$

où f_1 et f_2 sont les fréquences limites pour la bande qui détermine le facteur de qualité.

Pour la mesure de variation du coefficient de transmission dans une cavité résonnante nous avons utilisé un système sous la configuration la plus simple qui se présente comme une chaîne contenant un analyseur de réseaux, un résonateur et un câble. On a mesuré le coefficient S_{21} à l'aide d'un analyseur de réseaux (HP8573, Agilent E8364B).

2.3.2 Les caractéristiques de la cavité construite :

Dans le cas de la méthode de perturbation, les cavités circulaires et rectangulaires sont les deux types de structures qui sont souvent adoptées par les chercheurs. Le résonateur choisis est la cavité rectangulaire opérant en mode TE_{10N} . Dans toute application pratique, il est nécessaire d'établir un couplage entre les

circuits résonnants que représente la cavité et les circuits extérieurs. Selon de l'analyse du champ électromagnétique dans cavité, la position de l'échantillon, les composants de couplage à l'entrée et à la sortie sont choisis par référence aux positions des maximums du champ. Des sondes sont sélectionnées comme des composants d'entrées et de sorties de couplage électrique. Cette configuration est utile pour supprimer d'autres modes de hauts ou de bas ordres non désirés dans la cavité résonnante. Les figures 2.3-2.4 présentent la distribution du champ électromagnétique dans une cavité résonnante rectangulaire pour deux modes TE_{104} et TE_{106} calculés par Matlab. Le mode TE_{10N} est le mode le plus sensible pour un échantillon rectangulaire situé sur l'axe de symétrie car le champ magnétique est maximum sur cet axe (figure 2.1).

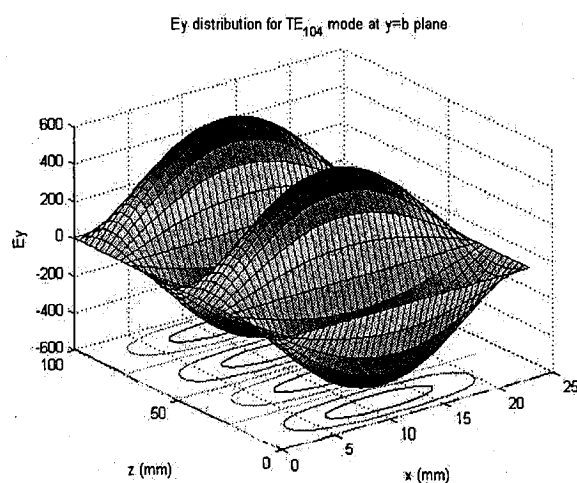


Figure 2.3 : La distribution du champ électromagnétique dans une cavité résonnante rectangulaire pour la mode TE_{104} calculé par Matlab

Les dimensions de la cavité résonnante (X-band) basée sur un guide d'onde rectangulaire WR-90 sont : $a=22,73$ mm, $b=10$ mm et $l=100$ mm. La figure 2.5 représente les modes résonnants dans la cavité.

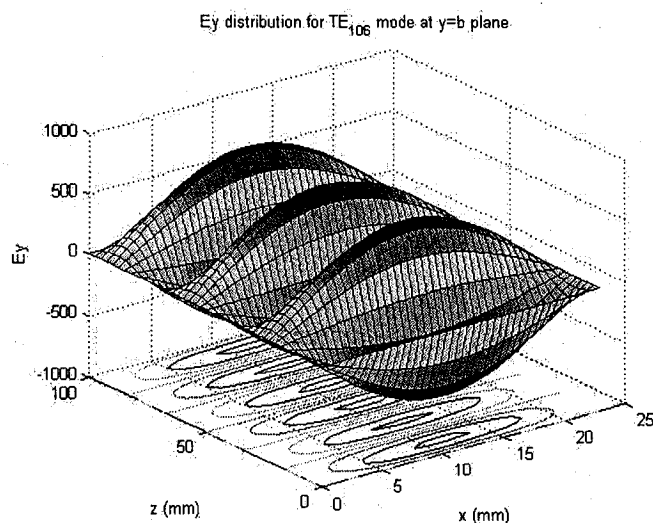


Figure 2.4 : La distribution du champ électromagnétique dans une cavité résonnante rectangulaire pour la mode TE_{106} calculé par Matlab

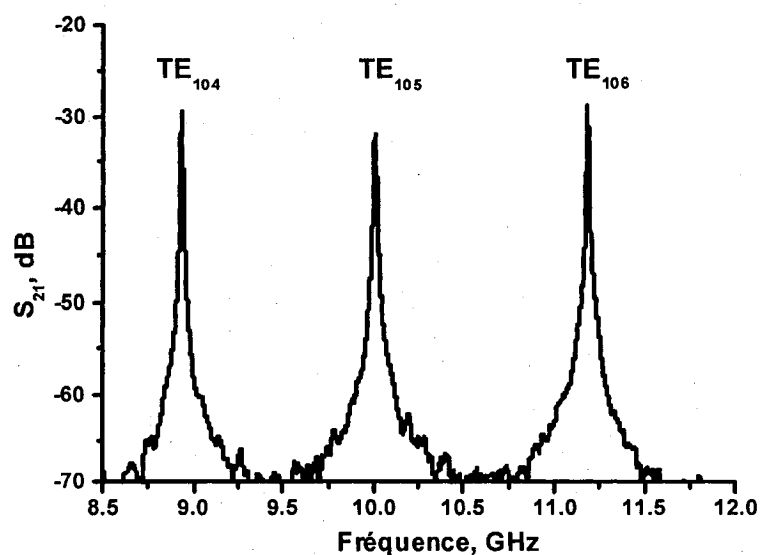


Figure 2.5: Les modes de résonance en cavité

2.3.3 Précision des mesures dans une cavité résonnante. L'ajustage non- linéaire a une courbe de Lorentz

Tel que décrit dans la section 2.3.1, la perméabilité complexe est calculée à partir de la fréquence de résonance f et le facteur de qualité Q de la cavité résonnante sans et avec l'échantillon. Ainsi la précision des mesures de la permittivité complexe est complètement dépendante de la précision de la fréquence de résonance f et du facteur de qualité Q . Pour un VNA comme le modèle Agilent E8364B qui est disponible dans notre laboratoire, le maximum de points de mesure est 1601. Ceci veut dire qu'il y a uniquement 1601 échantillons de fréquences pour la mesure d'un signal. Afin d'augmenter la résolution de la fréquence, la bande de balayage en fréquence doit être aussi petit que possible. Par conséquent, nous devons trouver une solution pour obtenir une fréquence de résonance f_0 et un facteur de qualité Q qui sont précis.

Pour la méthode de Lorentz, la variation de S_{21} selon la fréquence est ajustée à la courbe de Lorentz en utilisant l'algorithme des moindres carrés [22].

$$|S_{21}(f)| = B_1 + B_2 f + \frac{|S_{\max}| + B_3 f}{\sqrt{1 + 4 \left(\frac{f - f_0}{\Delta f_{\text{Lorentz}}} \right)^2}} \quad (2.13)$$

où

- f_0 la fréquence de résonance de la cavité;
- f la fréquence;

- $\Delta f_{Lorentz}$ la largeur de bande;
 B_1, B_2, B_3 les constantes;
 S_{max} l'amplitude maximale de coefficient de transmission.

Les paramètres de l'équation (2.13) sont déterminés par concordance des données mesurées. Ensuite l'équation (2.13) peut-être utilisée pour calculer un nouvel ensemble de $|S_{21}(f)|$. La fréquence de résonance est donnée par la valeur moyenne des deux fréquences correspondant à la moitié de puissance. Puisque le terme $|S_{21}(f)|$ est utilisé à la place de la puissance, le point de moitié de puissance correspond à $0.707|S_{21}(f)|_{max}$. Le facteur de qualité Q est calculé en utilisant la formule (2.12). La figure 2.6 représente la courbe de Lorentz. Cette courbe ne contient pas de bruits et assymétrié axiaux. En outre, les résultats de traitement des données ont montré que la méthode Lorentz est plus précise que la méthode de curseur [23].

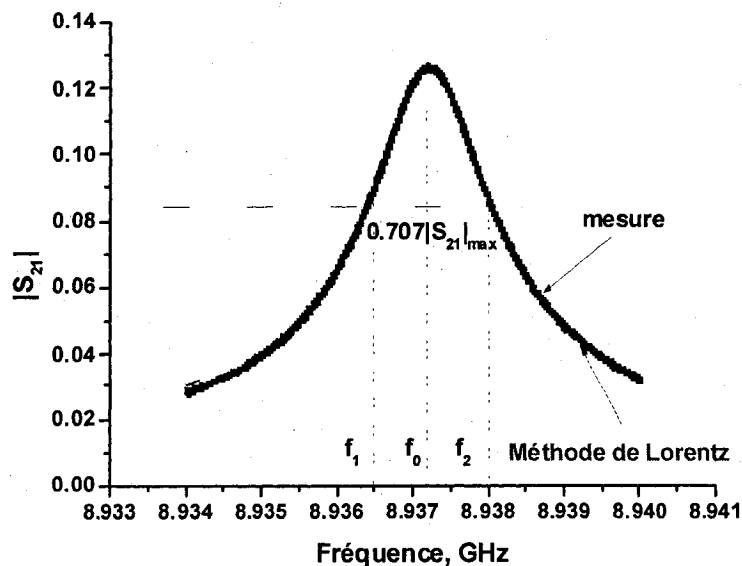


Figure 2.6 : La courbe de Lorentz

2.4 Algorithme de mesure et de calcul pour la perméabilité

Le programme WR-90 est un logiciel pour calculer la perméabilité relative des matériaux. Ce logiciel peut recevoir les données expérimentales à partir de :

- le système de mesure automatique qui a été développé en utilisant les outils de programmation Visual C++ et Microsoft Foundation Class (MFC) [24];
- le logiciel LabView;
- les fichiers des données d'analyseur de réseaux.

Le procédé de mesure inclut les étapes:

- Initialisation des paramètres;
- Mesure de la fréquence de résonance et du facteur de qualité Q de la cavité vide;
- Mesure de la fréquence de résonance et du facteur de qualité de la cavité avec échantillon, et calcul de la perméabilité complexe de l'échantillon.

Les données des courbes de résonance et la perméabilité mesurée sont sauvegardées dans le PC. Le programme original est écrit en Compaq Visual Fortran. Il permet d'obtenir rapidement la perméabilité du matériau en utilisant des mesures le coefficient de transmission S_{21} . L'organigramme du logiciel pour calculer la perméabilité relative (μ_r) est présenté sur la figure 2.7.

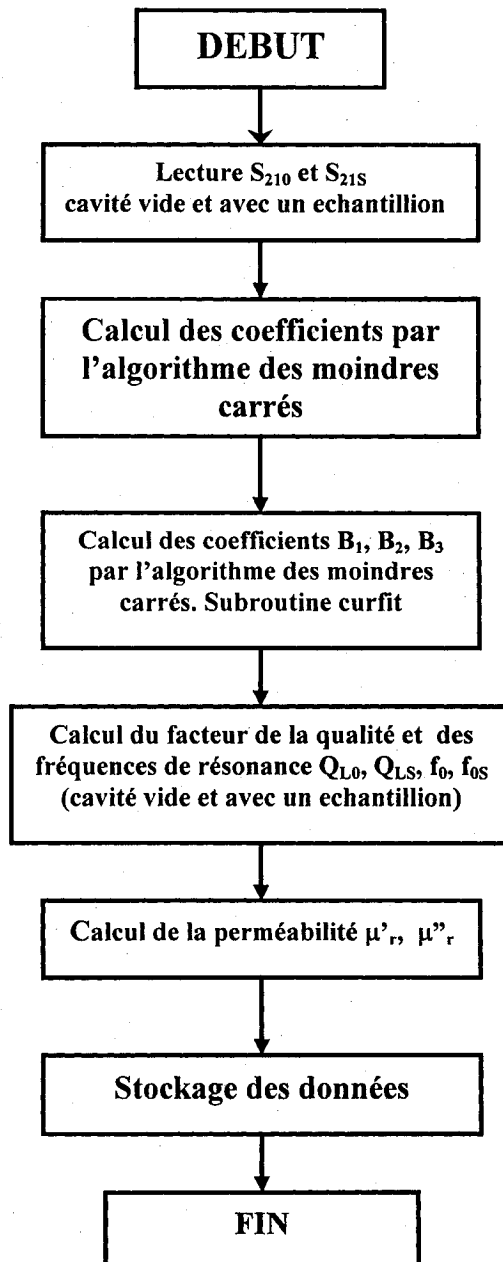


Figure 2.7 : L'organigramme du logiciel pour calculer la perméabilité relative (μ_r)

CHAPITRE III

Étude de la caractérisation électromagnétique de matériaux à partir de la technologie planaire

3.1. Étude électromagnétique des lignes planaires

Les lignes de transmission planaires choisies en vue de caractériser des matériaux sous forme de film sont : la ligne microruban et la ligne coplanaire. Le dépouillement des mesures pour déterminer les caractéristiques ϵ_r et μ_r des matériaux en fonction de la fréquence, nécessite la connaissance de la propagation des ondes électromagnétiques sur la ligne de transmission. Pour faire intervenir la grandeur magnétique (μ_r), nous avons appliqué le principe de dualité aux relations analytiques utilisées pour les matériaux diélectriques.

La technologie planaire permettant de réaliser des lignes microruban et coplanaires spécifiquement exploitées dans ce projet, est justifiée par la facilité de mise en forme des échantillons à caractériser. Contrairement aux guides d'ondes rectangulaire, coaxial ou encore en technologie planaire qui nécessitent de positionner précisément le matériau à caractériser dans une structure métallique ou sur une ligne de propagation, les lignes microruban et coplanaire sont réalisées par dépôt métalliques sur l'échantillon même.

Elle présente les avantages suivantes:

- ♦ peu d'usinage du matériel à l'exception du soin apporté à la réalisation des deux faces qui doivent être planes et parallèles.

- ◆ besoin d'une faible quantité de matériel (10 mm^3 suffisent).
- ◆ possibilité de modifier l'impédance caractéristique en variant les dimensions des rubans conducteurs.
- ◆ absence d'interstice entre les conducteurs et le matériau.
- ◆ mise en oeuvre rapide et caractérisation directe par un analyseur de réseau vectoriel via un dispositif de mesure sous "pointes".
- ◆ montée en fréquence facilitée puisque la technologie permet la réalisation de micro-lignes.

Cependant, l'utilisation de lignes planaires présente quelques inconvénients:

- ◆ de nature électromagnétiques:
 - à l'instar de toutes les autres lignes de transmission, l'apparition de modes supérieurs lors de la montée en fréquence.
 - pertes dues à l'effet de peau dans le ruban conducteur. Elles dépendent du métal utilisé, mais aussi du courant qui y circule et donc de la structure et des matériaux.
 - rayonnements dus à des discontinuités puisqu'il s'agit de guides ouverts et aux transitions coaxiales - lignes plaquées. Pour ces dernières, les rayonnements peuvent être minimisés en réalisant des transitions entre les structures dans les pointes de champ similaires.

- ◆ relatifs aux difficultés technologiques lors de la réalisation de rubans conducteurs:
 - précision limitée par la largeur des mailles de l'écran de sérigraphie en technologie couches épaisses.
 - précision limitée par la diffraction liée aux bords des masques avec la technologie de métallisation sous vide.
 - nécessité d'une couche d'accrochage pour réaliser des dépôts métalliques (or) sous vide.
- ◆ liées à la difficulté de caractériser des matériaux hétérogènes, lorsque les hétérogénéités sont supérieures aux dimensions de la ligne.

3.2 Modes de propagation dans les lignes planaires

Une ligne de transmission est constituée de deux électrodes conductrices isolées par un diélectrique homogène. Elle permet la propagation d'un mode transverse électromagnétique (TEM). Les composantes longitudinales, suivant la direction de propagation, des champs électrique et magnétique sont nulles ($E_L = H_L = 0$).

Parmi les représentations de la figure 3.1, seules les lignes coaxiale (figure 3.1g) et triplaque (figure 3.1f) permettent la propagation d'un mode TEM. Par contre, si une structure est composée de deux demi-plans supposés au même potentiel à l'infini et séparés par une fente comme le cas de la "slotline" (figure 3.1e), les électrodes ont une interaction mutuelle, ce qui signifie que la mode TEM ne se propage pas.

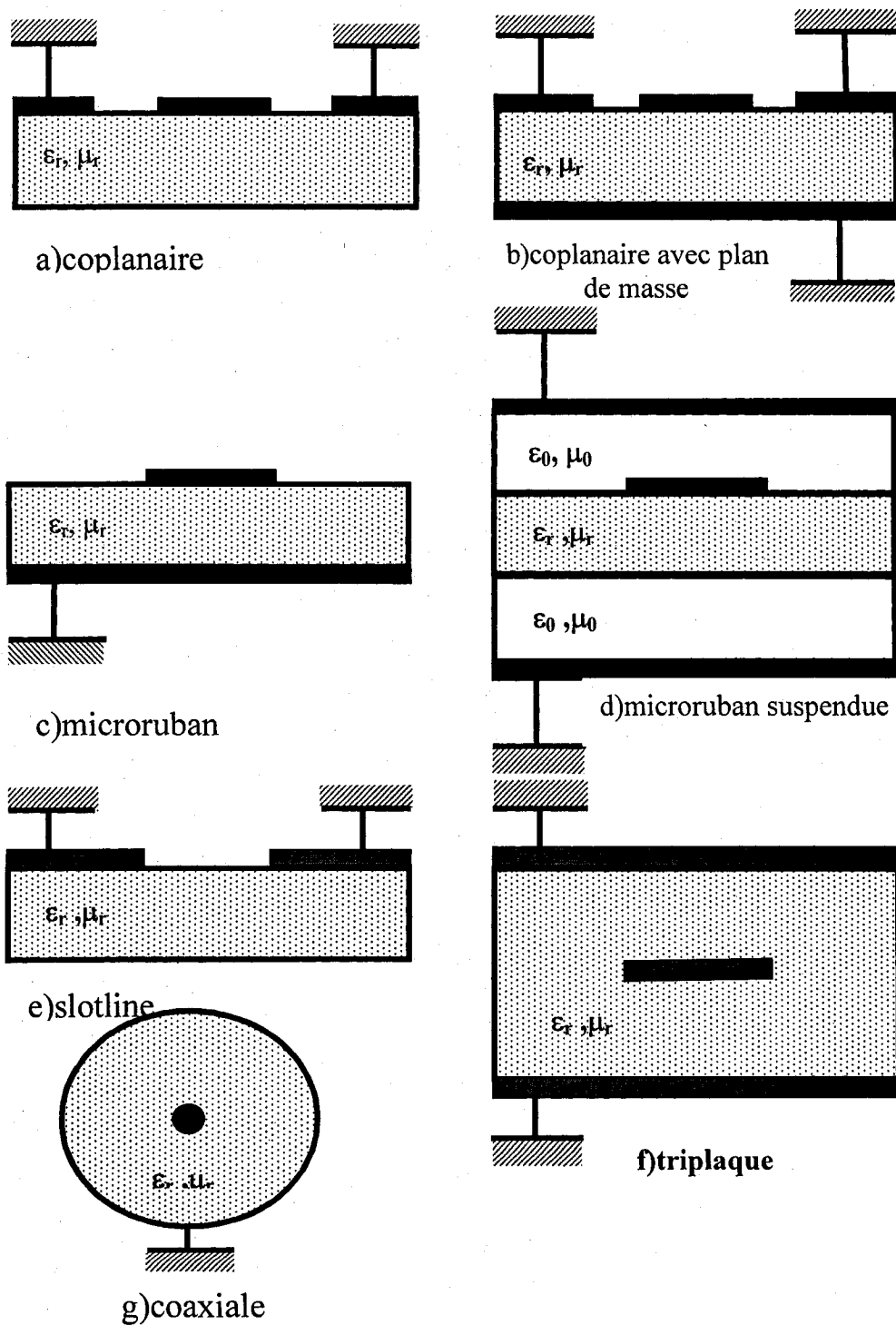


Figure 3.1 : Représentation de différentes lignes

Les lignes TEM présentent une impédance caractéristique et une vitesse de phase qui lorsque ϵ_r et μ_r sont constantes en fonction de la fréquence s'expriment:

$$Z_c = Z_0 \sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}} \quad (3.1)$$

$$V_p = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r \mu_r}} \quad (3.2)$$

où Z_0 dépend de la géométrie de la ligne et c est la vitesse de la lumière.

La constante de propagation déduite de l'équation de Helmholtz s'écrit :

$$\gamma(f) = \alpha - j\beta = 2\pi f \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} \sqrt{(\epsilon'_r - j\epsilon''_r)(\mu'_r - j\mu''_r)} \quad (\text{en m}^{-1}) \quad (3.3)$$

avec: β facteur de longueur d'onde. Son unité est le rad/m.

α facteur d'atténuation de l'onde. Il s'exprime en Np/m.

Par rapport aux lignes coaxiales et guides d'ondes, les lignes coplanaires (sans et avec plan de masse) et microruban (figures 3.5a, b et c) sont telles que la volume enveloppant les électrodes n'est pas uniformément rempli de diélectrique. Le mode qui s'y propage est donc de nature hybride.

Un tel mode présente de composantes longitudinales $|\bar{E}_L|$ et $|\bar{H}_L|$ et des composantes transversales $|\bar{E}_T|$ et $|\bar{H}_T|$ non nulles. La définition d'un courant $\bar{I}(x, y, z)$ sur ruban ou tension $\bar{U}(x, y, z)$ entre deux électrodes dépend du point de référence envisagé. Ainsi différentes tensions peuvent être mises en évidence comme sur la figure 3.2

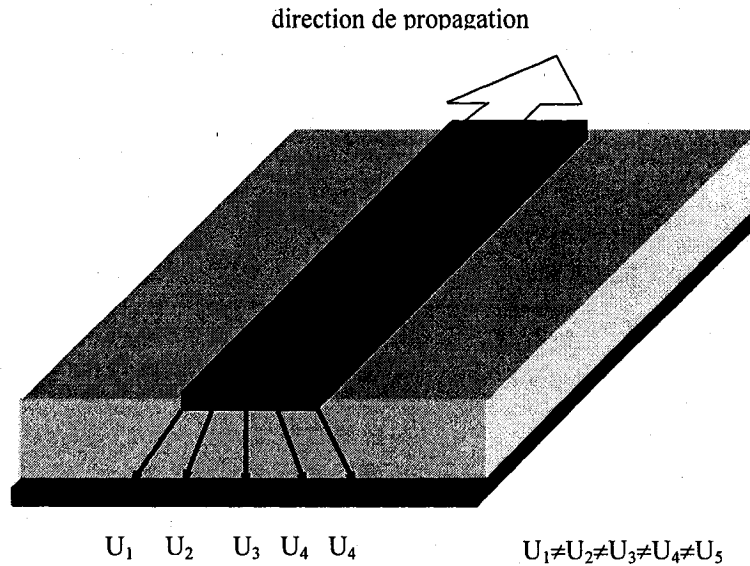


Figure 3.2 : Tension entre les deux électrodes dans une microruban

Cependant dans le cas des lignes microruban et coplanaire $|\overline{E}_L| \ll |\overline{E}_T|$ et $|\overline{H}_L| \ll |\overline{H}_T|$, il en résulte que le taux d'hybridité caractérisé par le non linéarité de la constante de propagation en fonction de la fréquence est faible. Le mode fondamental se propage à partir du continu, il est appelé quasi-TEM.

Le mode n'étant plus rigoureusement TEM, la définition de l'impédance caractéristique n'est plus unique. Trois définitions peuvent être proposées:

$$Z_{cvi} = \frac{U}{I}; \quad Z_{ci} = \frac{2P}{I I^*}; \quad Z_{cv} = \frac{U U^*}{2P} \quad (3.4)$$

avec le flux de puissance "P" donnée par:
$$P = \frac{1}{2} \Re \iint_S \vec{E}_T \wedge \vec{H}_T^* dS \quad (3.5)$$

La différence entre ces impédances est petite et se réduit lorsque la fréquence diminue pour devenir nulle à $f = 0$ Hz.

Afin de conserver des expressions semblables à celles utilisées avec les lignes TEM, nous introduisons les termes ϵ_{reff} et μ_{reff} qui évoluent en fonction de la fréquence. Ils entrent dans les expressions de la vitesse de phase:

$$V_p(f) = \frac{c}{\sqrt{|\epsilon_{\text{reff}}(f) \mu_{\text{reff}}(f)|}} \quad (3.6)$$

et de l'impédance caractéristique:

$$Z_c(f) = Z'_0(f) \sqrt{\frac{|\mu_{\text{reff}}(f)|}{|\epsilon_{\text{reff}}(f)|}} \quad (3.7)$$

où Z'_0 dépend de la topologie de la ligne et de la fréquence. Contrairement aux lignes TEM, ces valeurs $V_p(f)$ et $Z_c(f)$ ne sont pas constantes.

La constante de propagation dans les lignes microruban et coplanaire peut être exprimée :

$$\gamma_{\text{eff}}(f) = 2\pi f \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} \sqrt{(\epsilon'_{\text{reff}}(f) - j\epsilon''_{\text{reff}}(f))(\mu'_{\text{reff}}(f) - j\mu''_{\text{reff}}(f))} \quad (3.8)$$

La ligne microruban représentée sur la figure 3.3 est constituée d'un ruban conducteur de largeur " W " présentant une épaisseur de métallisation " t " et d'un plan métallique séparés par un substrat d'épaisseur " h ". Le milieu de propagation n'est pas homogène, puisque les lignes de champ se répartissent dans le matériau et dans l'air.

Sur la figure 3.4, nous avons représenté le champ électromagnétique dans un plan de section droite pour le mode fondamental quasi-TEM.

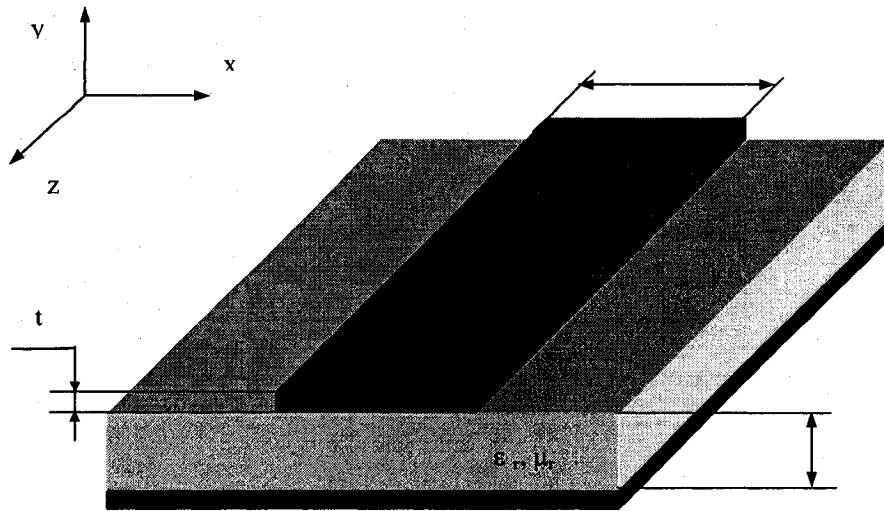


Figure 3.3 : Présentation de la ligne microruban

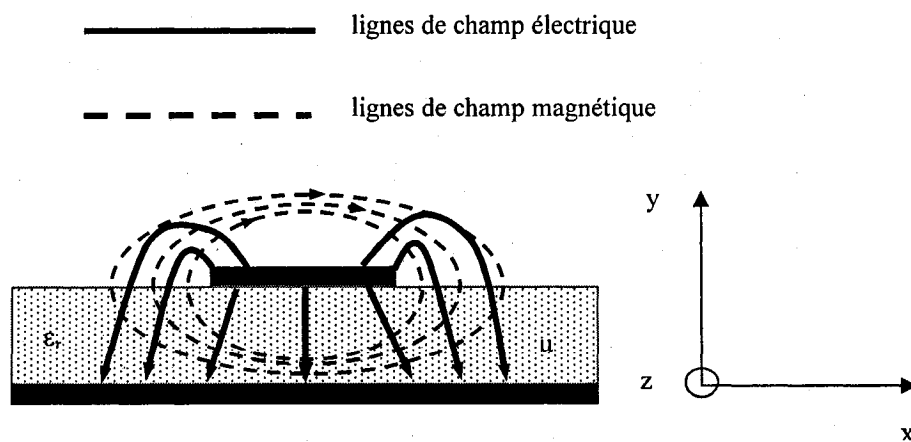


Figure 3.4 : Configuration du champ électromagnétique dans la ligne microruban (mode fondamental) dans le plan de section droite

La ligne coplanaire, représentée à la figure 3.5, est constituée de trois rubans conducteurs, un conducteur centrale de largeur " W " et deux rubans latéraux de largeur " D ", déposés sur le matériau étudié. Le conducteur central est séparé des deux plans métalliques par deux fentes de largeur identique notée " S ".

Pour être appelée ligne coplanaire, cette structure doit posséder des rubans latéraux de largeur " D " quasi infinie ou tout au moins très grande vis-à-vis des autres dimensions. De plus, ces rubans doivent être au même potentiel. Cette ligne a été imaginée par C.P.WEN [25]. Comme pour la ligne microruban, nous avons représenté sur la figure 3.6, la configuration du champ électromagnétique du mode fondamental quasi-TEM.

Les ondes qui se propagent dans les structures microruban et coplanaire peuvent être décomposées en un mode fondamental quasi-TEM et un nombre infini de modes supérieurs. Alors que le fondamental se propage quelle que soit la fréquence, les modes supérieurs possèdent tous une fréquence de coupure. Ils sont repérés par EH_n (où n prend les valeurs 0, 1, 2,). Sur la figure 3.7, nous avons tracé l'allure des composantes de champs du mode fondamental et deux premiers modes supérieurs EH_1 et EH_2 d'une ligne microruban. Le caractère hybride des modes supérieurs est beaucoup plus prononcé que pour le fondamental, puisque les composantes longitudinales ont une amplitude non négligeable vis-à-vis de celles du mode fondamental qui peuvent être considérées nulles.

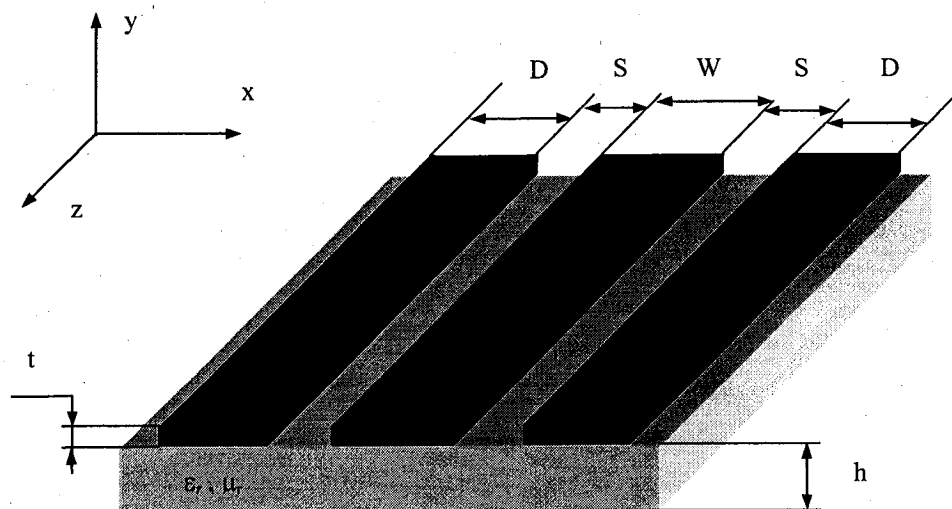


Figure 3.5: Présentation de la ligne coplanaire

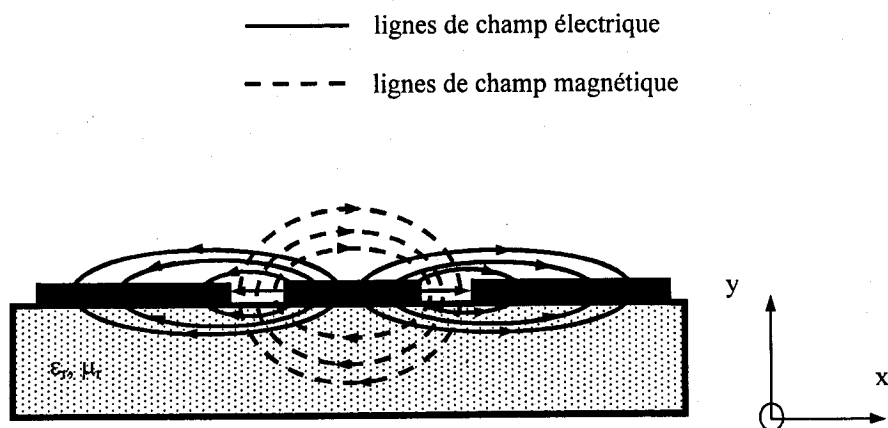


Figure 3.6 : Configuration du champ électromagnétique de la ligne coplanaire (mode fondamental) dans le plan de section droite

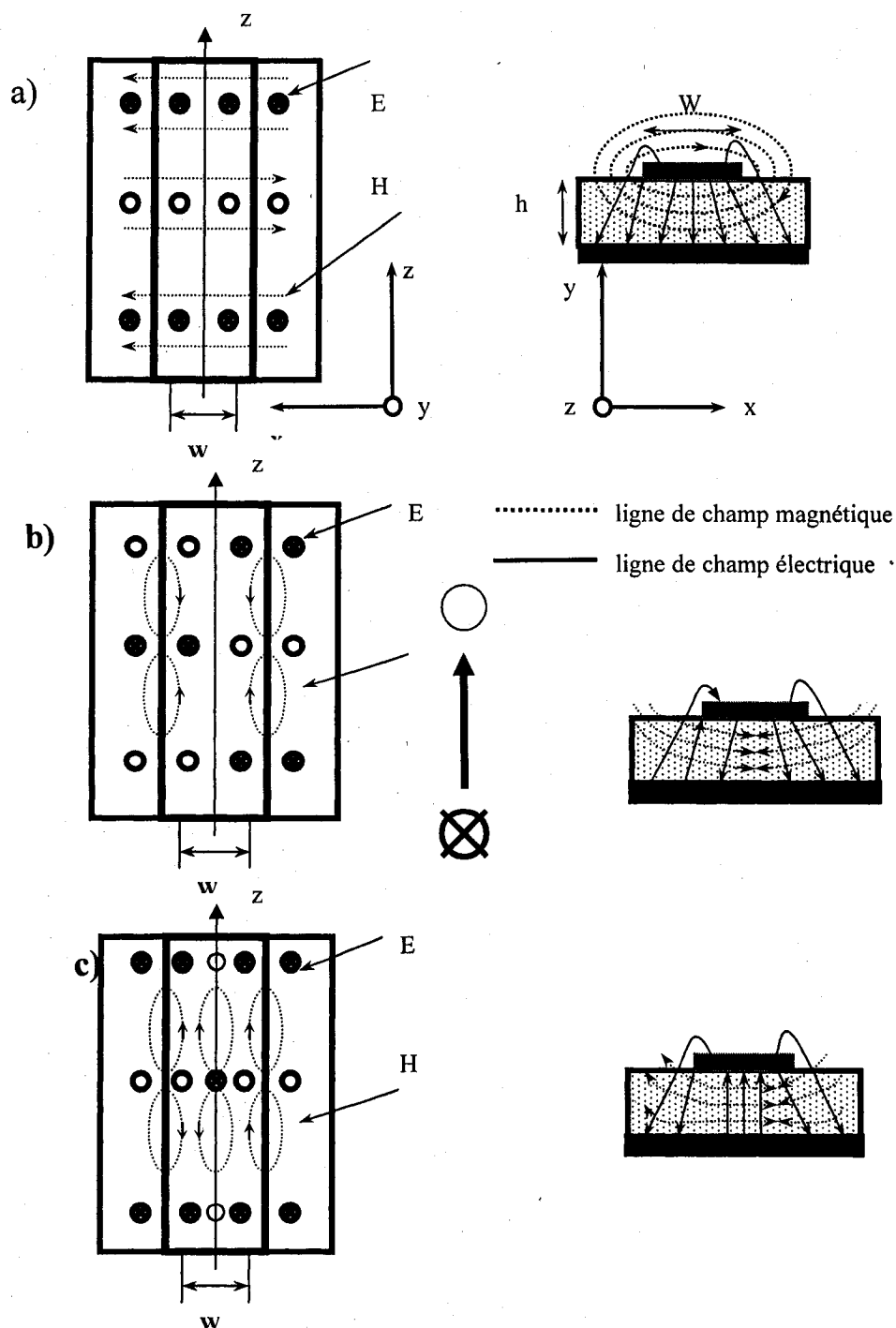


Figure 3.7 : Allure des champs pour le mode fondamental (a), et les deux mode supérieures EH_1 (b) et EH_2 (c)

L'utilisation des lignes de transmission pour des fréquences supérieures à celle correspondant à l'apparition du premier mode supérieur s'avère délicate pour diverses raisons:

- la propagation s'effectue simultanément suivant plusieurs modes et il est difficile de déterminer avec précision l'importance relative de chacun d'eux. Or connaître les caractéristiques de chaque mode est indispensable au calcul de la permittivité et de la perméabilité, puisque ce calcul n'est rigoureux qu'à partir des composantes de champs de chaque mode étudié séparément.

- l'aspect fortement non linéaire des courbes de dispersion entraîne des variations de ϵ_{reff} beaucoup plus importantes que dans le cas du fondamental, pour une même variation de fréquence. Il est donc nécessaire de réaliser les mesures et les calculs avec un échantillonnage présentant un pas de fréquence très faible pour décrire correctement toute la bande.

Pour la ligne microruban, les fréquences de coupure des premiers modes supérieurs sont estimées à l'aide de la relation analytique suivante [26] :

$$f_{cHEm} \text{ (GHz)} \approx mc \frac{Z_C}{2\eta h} \quad (m=1,2, \dots) \quad (3.9)$$

avec : $\frac{h}{\lambda_0} \ll 1$ et h épaisseur de matériau.

Z_C : impédance caractéristique statique en ohm (Ω).

$$\eta = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \cong 377 \Omega$$

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$$

Pour la ligne coplanaire, seule la méthode numérique fournit avec précision ces fréquences de coupure.

Si ces fréquences de coupure sont faciles à déterminer pour la ligne remplie d'un diélectrique connu, il n'en est pas de même lorsque a contrario, nous sommes confrontés à une mesure d'un diélectrique inconnu. Signalons, cependant qu'à la fréquence d'apparition du premier mode supérieur, la puissance propagée de celui-ci reste faible vis-à-vis de celle propagée par l'onde fondamentale, ce qui rend possible la caractérisation un peu au-delà de cette fréquence avec une bonne approximation.

3.3 Méthodes de détermination des termes de propagation et de l'impédance caractéristique dans les lignes planaires

Les calculs de permittivité et perméabilité effectives sont effectués soit à partir de relations analytiques limitées en fréquence ou à l'aide d'une méthode numérique précise non limitée en fréquence.

Les relations analytiques sont basées sur la transformation conforme de SCHWARTZ-CHRISTOFFEL [27]. Celle-ci fournit la permittivité effective (ϵ'_{reff}) de la ligne microruban ou coplanaire en basse fréquence. Pour étudier la propagation des ondes dans les matériaux magnétiques, la transposition des relations analytiques utilisées pour substrat diélectrique, a été initialisée par R. PUCEL et D. MASSE [28,

29]. En effet, ces deux auteurs ont employé la dualité basée sur une observation de T. KANEKI [30] permettant de déterminer l'expression de la perméabilité relative effective " μ'_{reff} " à partir de la relation correspondant à " ϵ'_{reff} ". Cette dualité ne peut s'appliquer que dans une bande de fréquence où seul le mode fondamental se propage. Il s'agit donc également d'une approximation du mode "TEM", identique à celle effectuée pour établir les relations analytiques de la propagation dans un diélectrique [31]. Cette relation de dualité s'écrit:

$$\mu'_{\text{reff}}(W, S, h, \mu'_r) = \frac{1}{\epsilon'_{\text{reff}}(W, S, h, \mu'^{-1}_r)} \quad (3.10)$$

Elle équivaut à convertir ϵ'_r en $\frac{1}{\mu'_r}$ et ϵ'_{reff} en $\frac{1}{\mu'_{\text{reff}}}$ dans les relations décrites dans les paragraphes suivants, pour le cas d'un matériau purement diélectrique.

L'étude de la ligne coplanaire effectuée par C.P. WEN [25] permet de déterminer la permittivité relative effective et l'impédance caractéristique à partir des relations analytiques suivantes:

$$\epsilon_{\text{reff}} = 1 + \frac{(\epsilon_r - 1)K(k_1)K(k')}{2K(k_1)K(k)} \quad (3.11)$$

$$\mu_{\text{reff}} = \left[1 + \left(\frac{1}{\mu_r} - 1 \right) \frac{K(k_1)K(k')}{2K(k_1)K(k)} \right]^{-1} \quad (3.12)$$

$$Z_c = \frac{Z'_0}{\sqrt{|\epsilon_{\text{reff}}|}}$$

$$\text{avec : } Z'_0 = \frac{\eta_0 K(k')}{4K(k)}$$

où $K(k)$ et $K(k')$ désignent respectivement les intégrales elliptiques de première espèce et les intégrales elliptiques complémentaires de première espèce. Les paramètres k, k', k_1, k'_1 sont reliés à ceux de la géométrie de la ligne coplanaire par les expressions [26]:

$$\begin{aligned} k &= \frac{W}{W + 2S} & k_1 &= \frac{\sinh\left[\frac{\pi W}{4H}\right]}{\sinh\left[\frac{\pi(W + 2S)}{4H}\right]} \\ k' &= \sqrt{1 - k^2} & k'_1 &= \sqrt{1 - (k_1)^2} \end{aligned} \quad (3.13)$$

L'application de l'ensemble de ces relations analytiques aux calculs de ϵ'_{reff} et Z_c

fait apparaître des erreurs d'autant plus importantes que le rapport $\frac{t}{h}$ est supérieur à 0.01 ($t > 3\delta$ avec δ =épaisseur de peau).

3.4 Méthodes de dépouillement des caractéristiques du matériau des lignes planaires

Dans la section précédente, nous avons réalisé une étude électromagnétique de ligne planaire. Dans cette section, nous présentons les dispositifs de mesures sous pointes et leurs performances. Puis, nous développons des méthodes d'exploitation de la matrice de dispersion $[S_{ij}]$ de manière à déterminer les caractéristiques électromagnétiques du matériau à mesurer (ϵ_r, μ_r) par un traitement analytique ou numérique

Ces méthodes tiennent compte des plans de références de la mesure, définis au niveau des pointes des dispositifs (figure 3.8). Un étalonnage "d'analyseur de réseaux - dispositif sous pointes" réalisé au préalable, permet d'obtenir les paramètres " S_{ij} " de la ligne sous test.

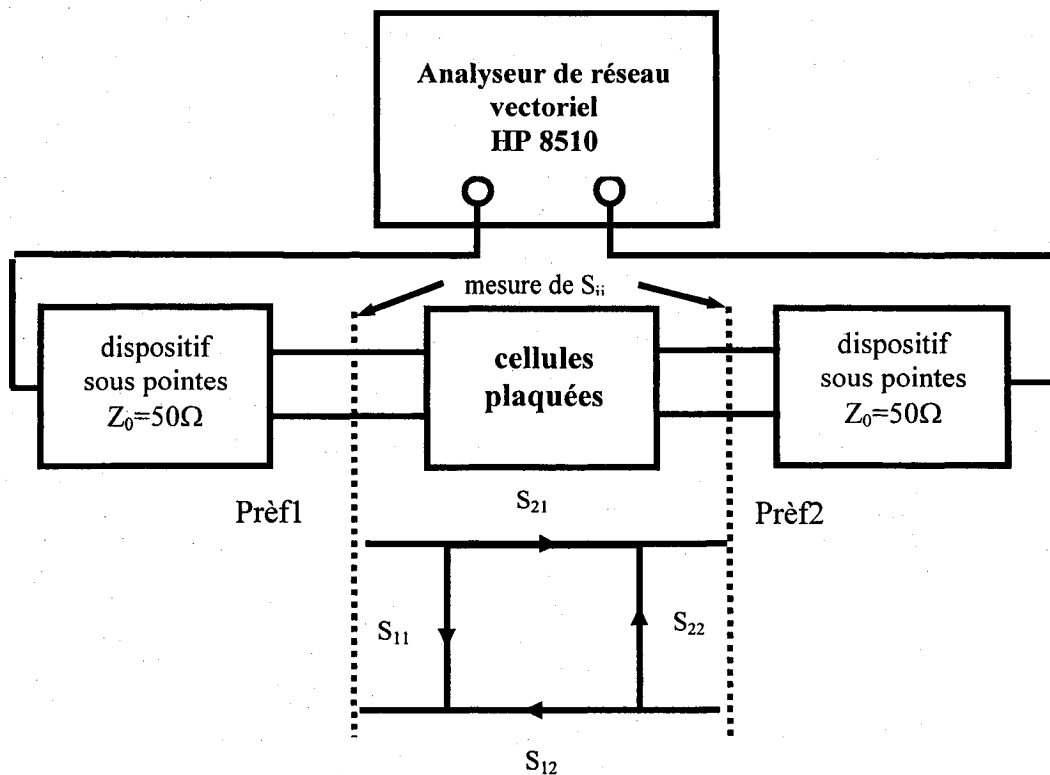


Figure 3.8 : Schéma de mesure de S_{ij}

3.4.1 Dispositif sous pointes "CASCADE"

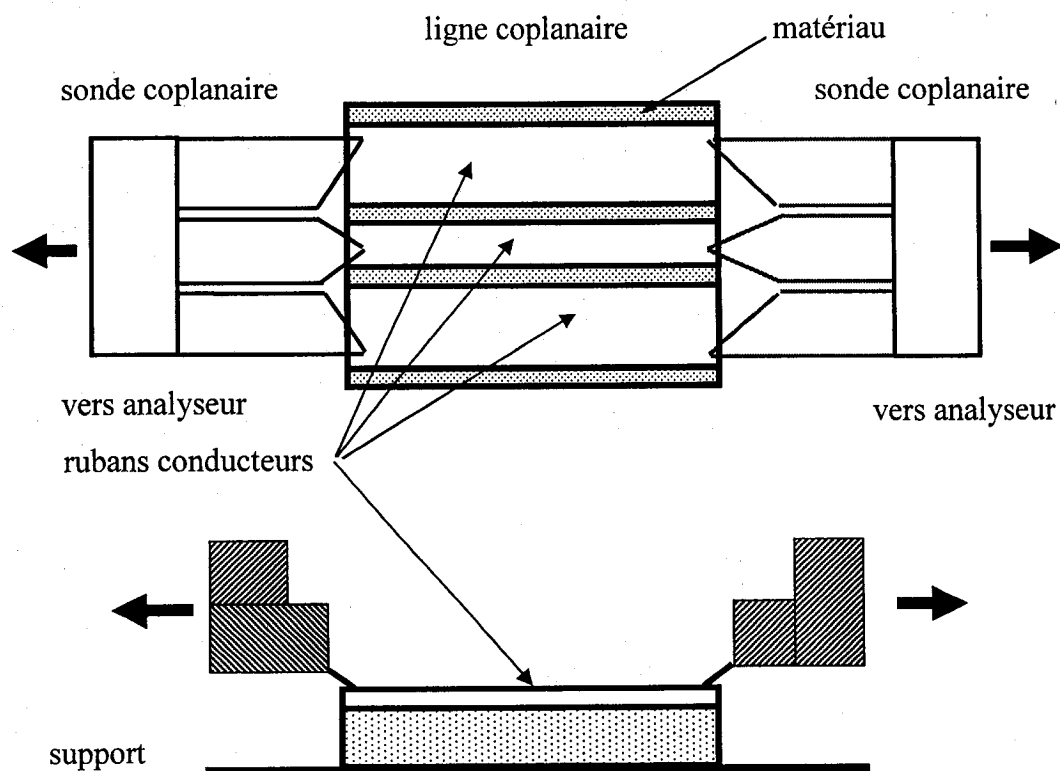


Figure 3.9 : Connexion de la ligne coplanaire avec dispositifs sous pointes "CASCADE"

Pour une ligne coplanaire, le dispositif sous "pointes" disponible au laboratoire PolyGRAMES, est de type CASCADE (figure 3.9). Celle-ci est réalisée sur alumine. La sonde est constituée d'une transition "coaxiale (APC2.4 mm) - ligne coplanaire" (High Performance Microwave Probes model 40A-GSG-150). Ses dimensions sont:

- largeur entre les deux plans de masse : $D_1=300 \mu\text{m}$,
- largeur entre les deux sondes : $D_2=150 \mu\text{m}$.

Ces dimensions imposent celles de la ligne coplanaire à réaliser:

- largeur entre les deux plans de masse : $D_f=300\text{ }\mu\text{m}$,
- ruban central : $25 < W < 120\text{ }\mu\text{m}$,
- longueur de la ligne coplanaire: $1.25 < d < 10\text{ mm}$.

La reproductibilité des mesures est liée à application d'une même pression de la sonde coplanaire sur l'échantillon. Les pointes se présentant comme les lignes coplanaires, trois points de contacts simultanées sont nécessaires.

Nous résumons, tableau 3.1, les performances des sondes utilisées lors des mesures.

Type	CASCADE
Gamme de fréquences	0.045 à 40 GHz
Connecteur	APC 2.4 mm
Pertes de retour	0.045 à 20 GHz 20 à 40 GHz
	> 25 dB > 20 dB
Facteur de transmission	0.045 à 20 GHz 20 à 40 GHz
	<3 dB <2 dB
Reproductibilité	0.045 à 20 GHz 20 à 40 GHz
	$\pm 0.012\text{ dB}$ $\pm 0.072\text{ dB}$

Tableau 3.1 : Performances des dispositifs sous pointes

Le dispositif sous "pointes" CASCADE présente une performance suffisante pour les mesures dans une large gamme de fréquences. Le système est plus élaboré pour la mise en contact des sondes sur l'échantillon que le dispositif WILTRON [10]. Le

dispositif de mesures "sous pointes" WILTRON permet de faire des mesures de lignes microrubans de dimensions différentes. Le système CASCADE utilise des vis micrométriques ainsi qu'une binoculaire, tandis que les deux extrémités de la ligne microruban sont placées en même temps en contact avec les pointes du dispositif dont les positions sont fixées.

3.4.2 Méthode de dépouillement des caractéristiques du matériau de la cellule coplanaire à partir de relations analytiques

A l'aide des dispositifs de mesures sous pointes et de l'analyseur de réseaux vectoriels HP 8510 (figure 3.9), il est possible de réaliser des mesures des lignes plaquées en configuration quadripôle. Le dépouillement de la matrice $[S_{ij}]$, mesurée dans les plans d'entrées d'une ligne planaire, permet de déterminer non seulement les caractéristiques électriques mais aussi les caractéristiques magnétiques d'un matériau. Un traitement analytique ou numérique est appliqué afin d'extraire ϵ_r et μ_r de la mesure. Un cas particulier de dépouillement peuvent être présenté pour obtenir uniquement les caractéristiques électriques d'un matériau purement diélectrique.

Les traitements électromagnétiques de ces lignes planaires s'effectuent généralement, puisque les rubans conducteurs sont déposés sur le matériau à caractériser sur toute la longueur de ligne. L'influence des caractéristiques ϵ_r et μ_r du substrat est donc primordiale. Ces méthodes diffèrent de celles de W.BARRY [10] et

P.QUEFFELEC [11] où le matériau est placé sur un microruban existant. Cette étude correspond à l'analyse de la perturbation du champ électromagnétique dans la portion perturbée par le matériau apporté. L'avantage des méthodes de W.BARRY et P.QUEFFELEC réside dans le fait qu'il est possible de rapporter successivement plusieurs matériaux sur la ligne microruban initialement conçue.

La méthode d'analyse consiste à étudier les réflexions multiples se produisant sur les interfaces "1" et "2" d'un échantillon de longueur d . Elles relient les grandeurs Γ (première réflexion sur le plan "1") et T (première transmission du plan "1" vers le plan "2") aux paramètres S_{11} et S_{21} mesurés au niveau des pointes du dispositif. L'étude d'une onde incidente unitaire sur l'interface "1", correspondant au plan des pointes du dispositif de mesure sous pointes connectées à la cellule planaire, est représentée à la figure 3.10. La cellule planaire présente une impédance caractéristique et une constante de propagation différentes de celle des pointes. L'analyse met en évidence une infinité de réflexions sur les deux interfaces (plan 1 et plan 2). En effet, l'onde incidente sur le plan de discontinuité "1" engendre une onde réfléchie et une onde transmise. L'onde transmise rencontre le plan de discontinuité "2" et se sépare à nouveau en ondes réfléchies et transmises. Ce phénomène se répète (pour l'onde réfléchie) et ce pour une infinité de décompositions.

En appliquant ces définitions à la figure 3.10 et dans le cas d'un quadripôle passif et symétrique, les calculs de S_{11} et S_{21} conduisent aux relations suivantes:

$$S_{11} = \frac{1 - \Gamma e^{-\gamma_1 d}}{1 - \Gamma^2 e^{-2\gamma_1 d}} = S_{22} \quad (3.14)$$

$$S_{21} = \frac{1-\Gamma^2}{1-\Gamma^2 e^{-2\gamma_l d}} e^{-\gamma_l d} = S_{12} \quad (3.15)$$

- où
- d la longueur de l'échantillon,
 - Γ la réflexion d'une onde sur seul plan de discontinuité,
 - $\gamma_l = 2\pi f \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} \sqrt{(\epsilon_r' - j\epsilon_r'')(\mu_r' - j\mu_r'')}$ la constante de propagation dans la ligne de transmission.

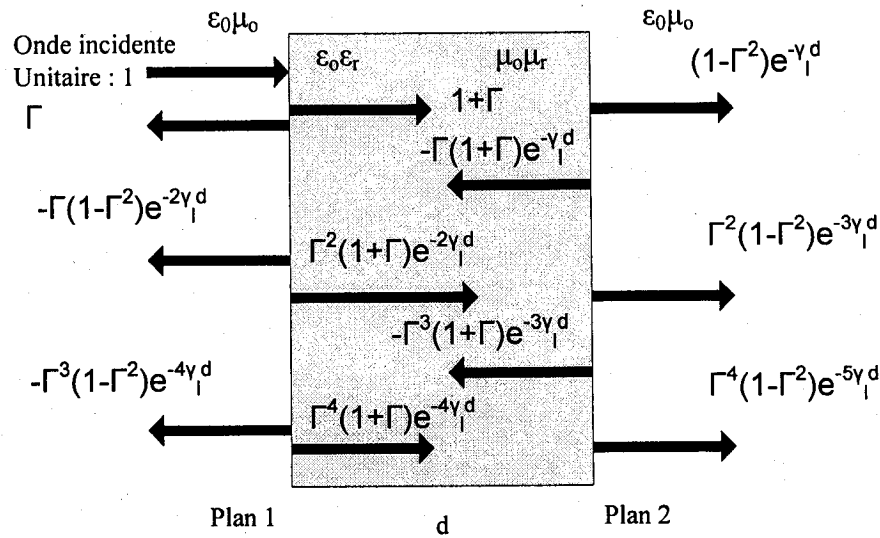


Figure 3.10 : Schéma des réflexions multiples

La quantité physique T correspondant à la transmission de l'onde du plan "1" au plan "2" et se déduit des paramètres de la matrice S [32]:

$$\Gamma = K \pm \sqrt{K^2 - 1} \quad (3.16)$$

avec

$$K = \frac{S_{11}^2 + S_{21}^2 + 1}{2S_{11}} \quad (3.17)$$

et

$$T = e^{-\gamma_{td}} = \frac{S_{11} + S_{21} - \Gamma}{1 - (S_{11} + S_{21})\Gamma} \quad (3.18)$$

Dans l'expression pour Γ le signe doit correspondre à une existence physique du coefficient de réflexion ($\Gamma \leq 1$). On obtient ainsi:

$$\frac{\mu_{\text{reff}}}{\epsilon_{\text{reff}}} = \left(\frac{1+\Gamma}{1-\Gamma} \right)^2 \left(\frac{Z_0}{Z_0'} \right)^2 \quad (3.19)$$

$$\mu_{\text{reff}} \epsilon_{\text{reff}} = - \left(\frac{\ln T}{wd \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \right)^2 \quad (3.20)$$

Les caractéristiques électromagnétiques effectives (ϵ_{reff} , μ_{reff}) sont obtenues à partir relations suivantes.

$$\epsilon_{\text{reff}} = \epsilon'_{\text{reff}} - j\epsilon''_{\text{reff}} = j \frac{c}{wd} \left(\frac{1-\Gamma}{1+\Gamma} \right) \left(\frac{Z_0'}{Z_0} \right) \ln(T) \quad (3.21)$$

$$\mu_{\text{reff}} = \mu'_{\text{reff}} - j\mu''_{\text{reff}} = -j \frac{c}{wd} \left(\frac{1+\Gamma}{1-\Gamma} \right) \left(\frac{Z_0}{Z_0'} \right) \ln(T) \quad (3.22)$$

avec:

Z_0 l'impédance caractéristique du dispositif de mesure sous pointes (50Ω) et Z_0' l'impédance de la cellule coplanaire ($\epsilon_r = \mu_r = 1$).

La permittivité relative (ϵ_r) et perméabilité relative (μ_r) sont obtenues à partir relations suivantes [26]:

$$\epsilon_r' = 1 + \frac{2(\epsilon'_{\text{reff}} - 1)K(k)K(k_1')}{K(k')K(k_1)} \quad \epsilon_r'' = \frac{\epsilon_r' - 1}{\epsilon'_{\text{reff}} - 1} \epsilon''_{\text{reff}} \quad (3.23)$$

$$\mu_r' = \left[\frac{2 \left(\frac{1}{\mu_{reff}} - 1 \right) K(k) K(k_1)}{K(k') K(k_1)} + 1 \right]^{-1} \quad \mu_r'' = \frac{1 - \mu_r'}{1 - \mu_{reff}} \frac{\mu_r'}{\mu_{reff}} \mu_{reff}'' \quad (3.24)$$

L'organigramme du logiciel pour calculer la permittivité relative (ϵ_r) et perméabilité relative (μ_r) est présenté sur la figure 3.11.

Le programme original est écrit en Compaq Visual Fortran. Il permet obtenir rapidement les caractéristiques électromagnétiques du matériel en utilisant des mesures la matrice S_{ij} dans toute la gamme de fréquences de l'analyseur de réseaux.

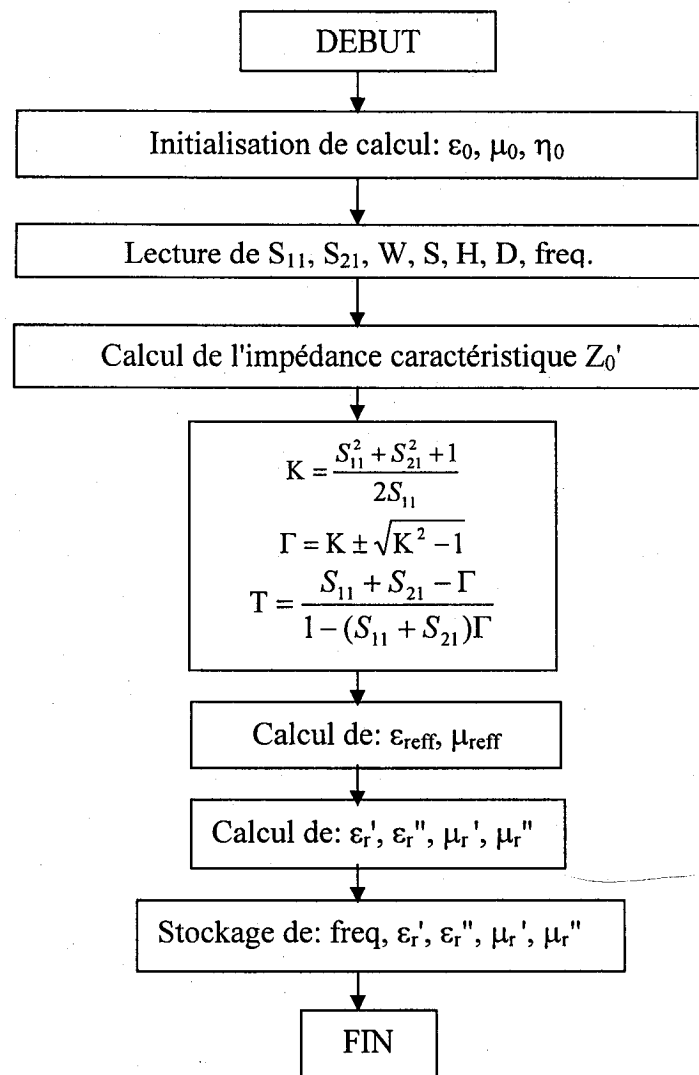


Figure 3.11 : L'organigramme du logiciel pour calculer la permittivité relative (ϵ_r) et perméabilité relative (μ_r)

CHAPITRE IV

Présentation et discussion des résultats expérimentaux

4.1 Étude de l'impédance caractéristique

4.1.1 Étude quasi - statique de l'impédance caractéristique

Dans cette section, nous étudions les valeurs des impédances caractéristiques déduites des relations analytiques (§ 3.2) avec $Z_c = \left| Z'_0 \sqrt{\frac{\mu_{\text{reff}}}{\epsilon_{\text{reff}}}} \right|$.

Cette étude est effectuée pour la ligne de transmission coplanaire pour différents types de matériaux en considérant la propagation quasi-TEM.

Les résultats obtenus pour l'impédance caractéristique permettent non seulement de vérifier les résultats, mais aussi d'optimiser rapidement la structure géométrique de la ligne de façon à effectuer des mesures les plus précises possible.

La figure 4.1 montre l'évolution de l'impédance caractéristique en fonction de la largeur du ruban central "W" tracée pour différents types de matériaux en quasi - statique et à partir des relations analytiques (§3.2).

Sur la figure 4.1a, nous notons que dans le cas de matériaux présentant de faibles permittivités, il sera difficile ($\epsilon_r=3$) ou impossible ($\epsilon_r<3$) d'avoir une impédance caractéristique de 50 Ω avec ce type de ligne de transmission.

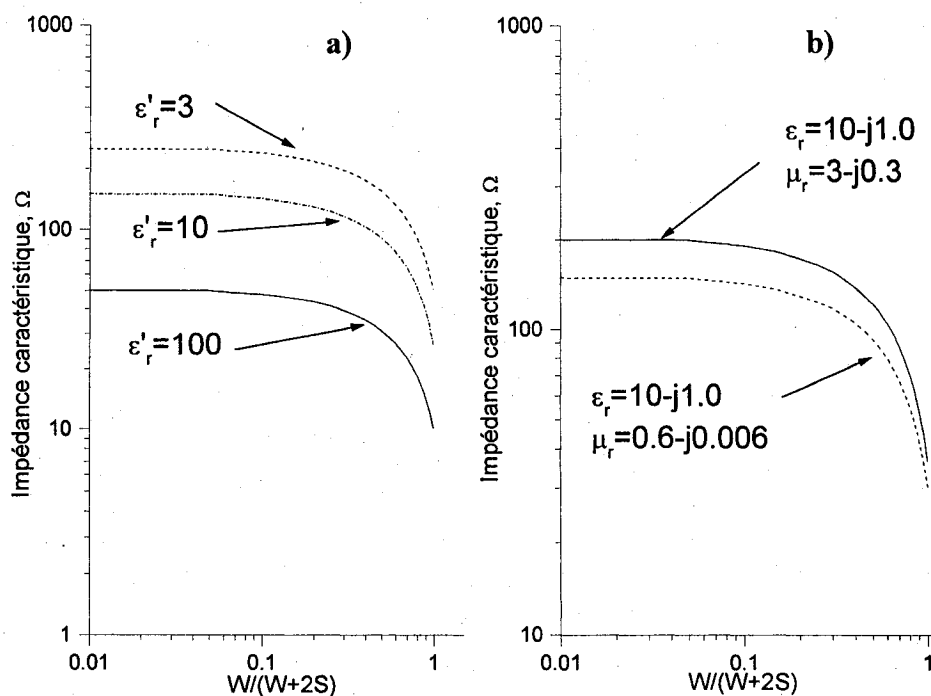


Figure 4.1 : Variation de l'impédance caractéristique d'une ligne coplanaire en fonction de la structure $W/(W+2S)$ et la nature du matériau (a – un matériau purement diélectrique, b – un matériau avec les pertes)

4.1.2 Évolution fréquentielle de l'impédance caractéristique

La mode de la propagation d'une onde à travers des lignes de transmission étant hybride, l'impédance caractéristique évolue en fonction de la fréquence. Il est important d'étudier cette évolution pour une structure donnée, puisque notre objectif est la caractérisation de matériaux dans une large bande de fréquences. Nous avons optimisé les structures de ces lignes de transmission afin d'avoir une impédance caractéristique statique proche de 50Ω , pour les différents matériaux étudiés. De

façon à observer l'influence de la fréquence sur l'impédance caractéristique, nous considérons les caractéristiques électromagnétiques ϵ_r , μ_r des matériaux constantes.

La comparaison entre des lignes de transmission microruban et coplanaire [26], permettent de mettre en évidence la variation fréquentielle de l'impédance caractéristique (pour le mode fondamental) plus important pour la ligne microruban (figure 4.2) que pour la ligne coplanaire (figure 4.3).

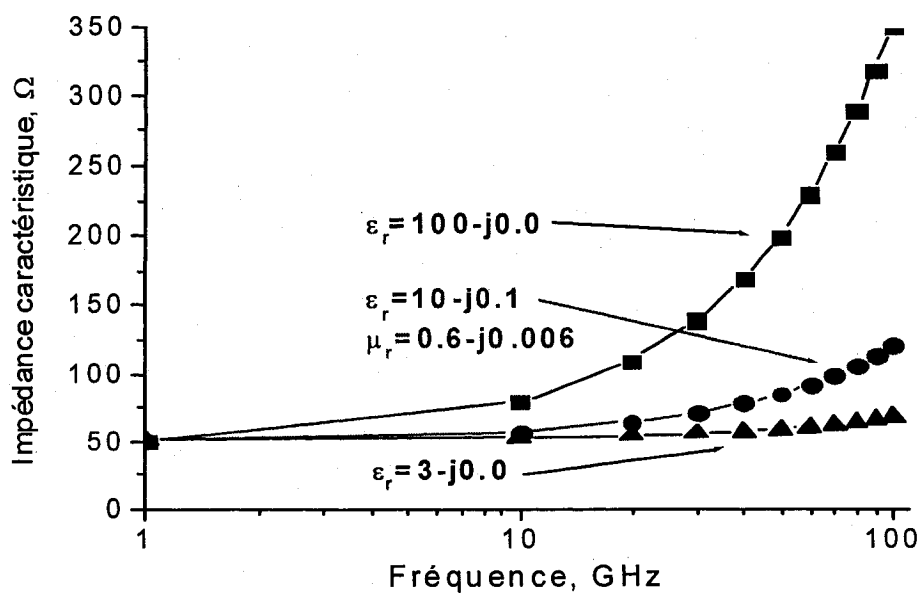


Figure 4.2 : Évolution de l'impédance caractéristique en fonction de la fréquence d'une ligne microruban pour différentes caractéristiques de matériaux

Pour la ligne coplanaire (figure 4.3), la variation de l'impédance caractéristique, des permittivité et perméabilité relatives effectives en fonction de la fréquence étant très faible, nous pouvons considérer que l'approximation TEM est valable dans la bande de fréquences 0 - 40 GHz.

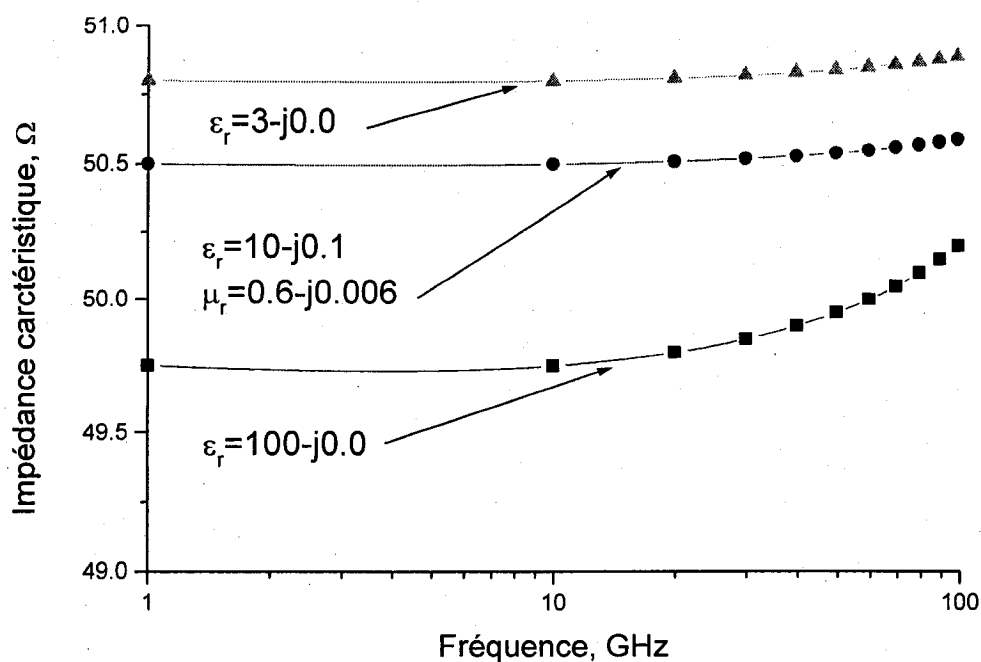


Figure 4.3 : Évolution de l'impédance caractéristique en fonction de la fréquence d'une ligne coplanaire pour différentes caractéristiques de matériaux

4.1.3 Influence de l'impédance caractéristique et de la longueur de la ligne de transmission sur S_{ij}

La méthode de dépouillement des mesures, en configuration quadripôle de ligne coplanaire décrite au § 3.4.3, repose sur les calculs des coefficients de la première

réflexion " Γ " et de la première transmission " T " par la méthode des multiples réflexions. Ils sont reliés aux paramètres S_{11} et S_{21} par les relations (3.14-3.15). Comme l'expriment les expressions suivantes, ils dépendent de l'impédance caractéristique et de la longueur de la ligne:

$$\Gamma = \frac{Z_c - Z_0}{Z_c + Z_0} \quad (4.1)$$

$$T = e^{-\gamma d} \quad (4.2)$$

avec: $-Z_c$ l'impédance caractéristique de la ligne,

$-Z_0=50 \Omega$,

$-\gamma$ constante de propagation,

$-d$ longueur de la ligne.

De manière à montrer l'influence de l'impédance caractéristique et de la longueur de la ligne sur les S_{ij} nous avons simulé (figures 4.4 et 4.5) les variations $|S_{11}|$ en fonction de $\frac{d}{\lambda}$, pour des impédances caractéristiques statiques 50Ω et 70Ω d'une ligne coplanaire, suivant les différents types de matériaux. Les figures 4.6-4.7 montrent l'évolution de l'impédance caractéristique en fonction de la fréquence.

L'analyse de ces simulations permet de montrer :

- qu'une légère désadaptation de la ligne ($Z_{cstat}=70 \Omega$) améliore la précision sur S_{11} . En effet, lorsque l'impédance caractéristique vaut 50Ω , le coefficient de réflexion est faible ($< 20 \text{ dB}$). Dans ce cas, les erreurs en module et phase sont importantes et la caractérisation de matériaux en

réflexion - transmission est peu précise. Afin de minimiser les erreurs, il est nécessaire que le coefficient de réflexion soit supérieur à -20 dB. Cette valeur demande d'avoir une impédance caractéristique supérieure à 60Ω .

Toutefois, même lorsque la ligne est désadaptée, des erreurs importantes

subsistent lorsque: $\frac{d}{\lambda_g} = \frac{n}{2}$ ($n=1,2, \dots$) puisque le module de S_{11} présente

des valeurs minimales. Nous observons que pour les matériaux présentant

des pertes, l'amplitude de ces minima diminue lorsque $\frac{d}{\lambda_g}$ croît. Ainsi,

l'erreur sur S_{11} est considérablement réduite.

- qu'il est nécessaire d'optimiser la longueur de la ligne de manière à minimiser les erreurs en module et phase sur S_{21} , mais également sur S_{11} .

Le choix d'une longueur de ligne plus petite entraîne des erreurs importantes sur le module du coefficient de transmission. Toutefois, l'optimisation n'est possible que dans une gamme de fréquences déterminée, pour laquelle l'atténuation est comprise entre 5 et 40 dB.

Pour réaliser des mesures précises et couvrir une large bande de fréquences, l'impédance caractéristique de la ligne doit être désadaptée et plusieurs échantillons de différentes longueurs sont nécessaires.

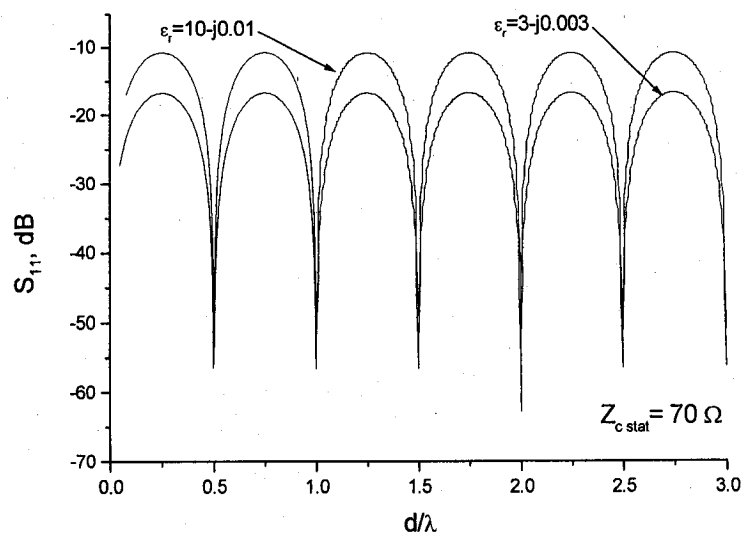


Figure 4.4 : Évolution du module S_{11} en fonction de d/λ . L'impédance caractéristique statique de la ligne coplanaire est 70Ω ($H=254 \mu\text{m}$, $t=1 \mu\text{m}$)

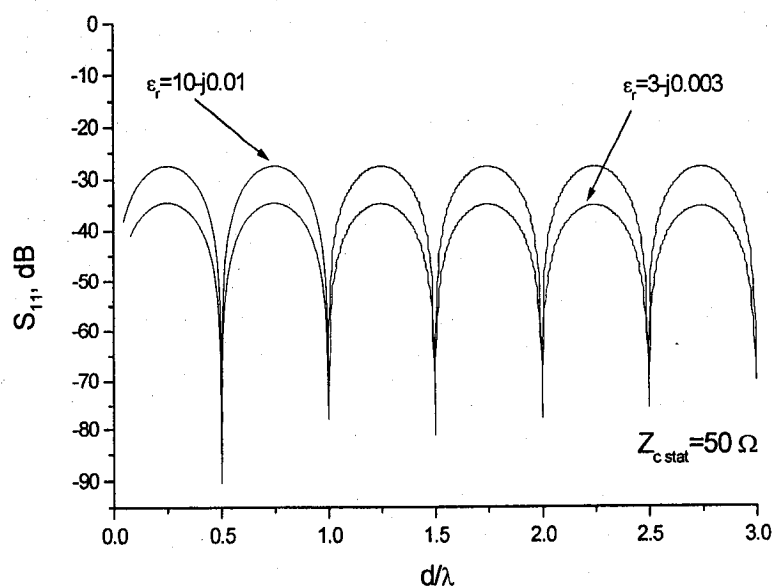


Figure 4.5 : Évolution du module S_{11} en fonction de d/λ . L'impédance caractéristique statique de la ligne coplanaire est 50Ω ($H=254 \mu\text{m}$, $t=1 \mu\text{m}$)

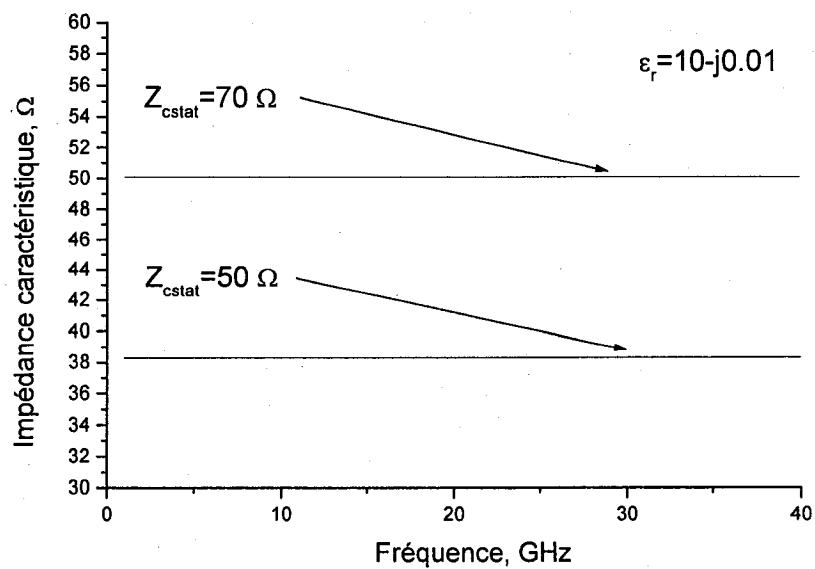


Figure 4.6 : Évaluation de l'impédance caractéristique en fonction de la fréquence ($H=254 \mu\text{m}$, $t=1 \mu\text{m}$, $\epsilon_r=10-j0.01$)

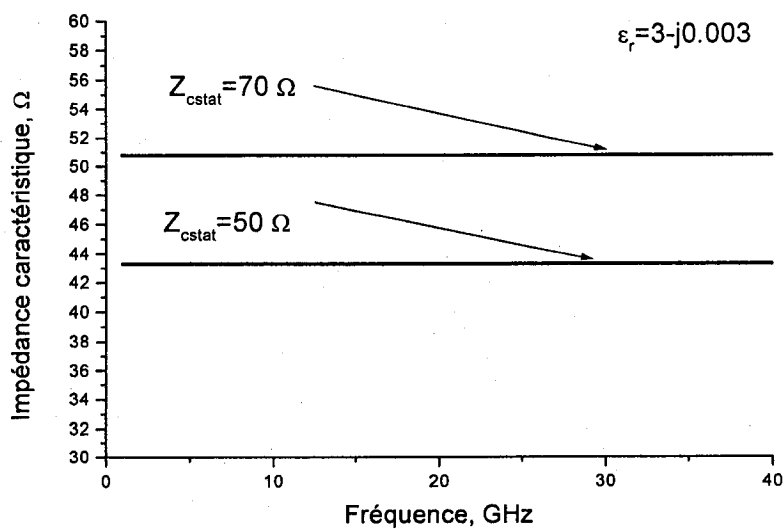


Figure 4.7 : Évaluation de l'impédance caractéristique en fonction de la fréquence ($H=254 \mu\text{m}$, $t=1 \mu\text{m}$, $\epsilon_r=3-j0.003$)

4.1.4 Validation expérimentale de la technologie planaire

L'objectif de ce paragraphe est la validation des méthodes de dépouillement pour la ligne coplanaire. Cette validation est réalisée à partir de deux matériaux "étalons" dont les caractéristiques électromagnétiques sont données par le constructeur ou connues par ailleurs.

A partir des paramètres S_{ij} dans une large gamme de fréquences, nous avons calculé les caractéristiques électromagnétiques de l'alumine (figures 4.8-4.12) suivant deux méthodes différentes sachant le caractère purement diélectrique du matériau. En

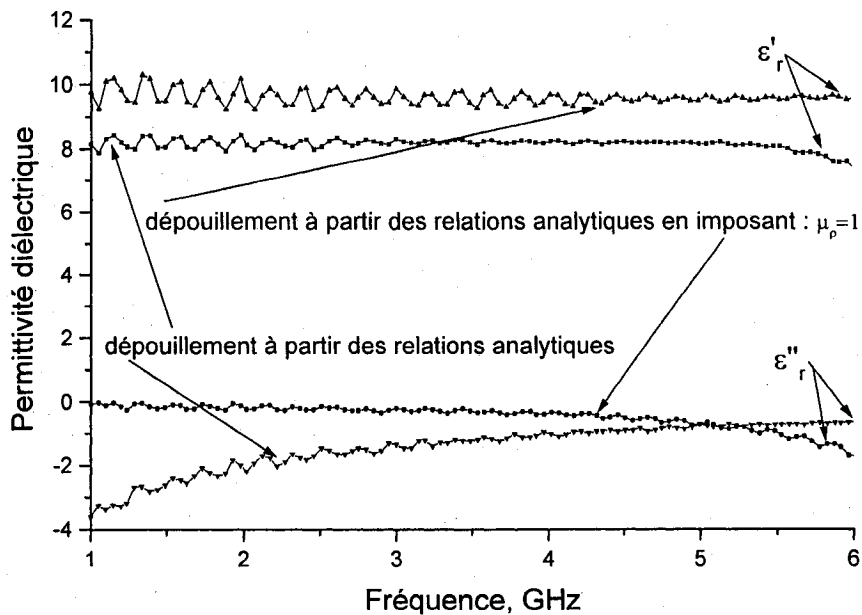


Figure 4.8 : Caractéristiques diélectriques de l'alumine. Mesures effectuées par une ligne coplanaire ($H=254 \mu\text{m}$, $W=50 \mu\text{m}$, $S=60 \mu\text{m}$, $t=1 \mu\text{m}$, $d=10 \text{ mm}$)

effet, dans la première méthode, nous recherchons μ_r comme il s'agissait d'un matériau quelconque et nous vérifions qu'il est bien égal à 1. Par contre, dans la deuxième méthode, nous imposons le caractère purement diélectrique du matériau en fixant $\mu_r=1$ dans les équations de dépouillement.

Les valeurs de μ'_r et μ''_r obtenues par la première méthode présentent des valeurs moyennes respectivement proche de 1 et 0 respectivement. Ceci confirme le caractère purement diélectrique du matériau. Cependant, des fluctuations ("pics") importantes autour de ces valeurs moyennes sont constatées. Ces fluctuations se répercutent sur les évolutions fréquentielles de ϵ'_r et ϵ''_r (figure 4.13). Elles sont dues à des erreurs importantes lorsque le coefficient de réflexion est faible (<20 dB).

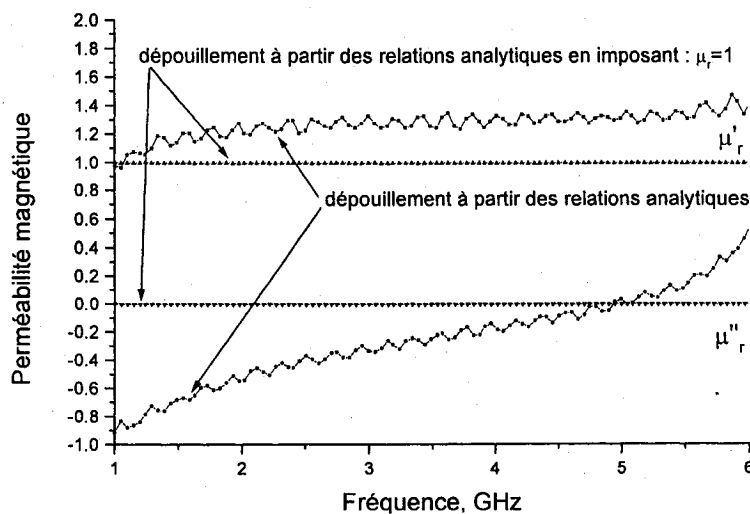


Figure 4.9 : Caractéristiques magnétiques de l'alumine. Mesures effectuées par une ligne coplanaire ($H=254 \mu\text{m}$, $W=50 \mu\text{m}$, $S=60 \mu\text{m}$, $t=1 \mu\text{m}$, $d=10 \text{ mm}$)

Le fait de fixer $\mu_r=1$ dans le dépouillement permet de s'affranchir de l'une des équations et obtenir une solution plus rigoureuse. Ceci supprime les fluctuations et améliore la précision sur ϵ'_r et ϵ''_r dans toute la gamme de fréquences.

Les mesures sur un matériau purement diélectrique présentant des pertes sont réalisées sur un semi-conducteur de silicium dopé. Les caractéristiques électriques (ϵ'_r et ϵ''_r) sont tracées sur les figures 4.14-4.15.

Pour des fréquences supérieures à 5GHz, les résultats obtenus sont en accord avec ceux du constructeur:

- pour ϵ'_r l'erreur est inférieure à 2%,
- l'évolution de ϵ''_r est dans l'intervalle correspondant aux valeurs de résistivité données ($\rho=5 - 30 \Omega \text{ cm}$).

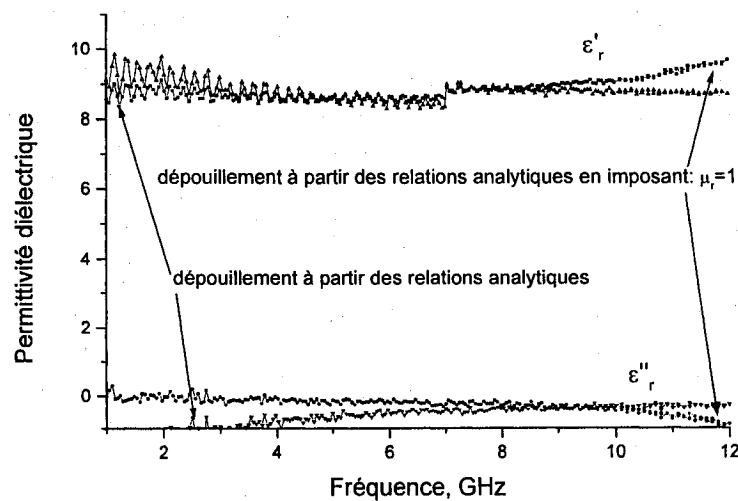


Figure 4.10 : Caractéristiques diélectriques de l'alumine. Mesures effectuées par une ligne coplanaire ($H=635 \mu\text{m}$, $W=50 \mu\text{m}$, $S=62 \mu\text{m}$, $t=1 \mu\text{m}$, $d=5 \text{ mm}$)

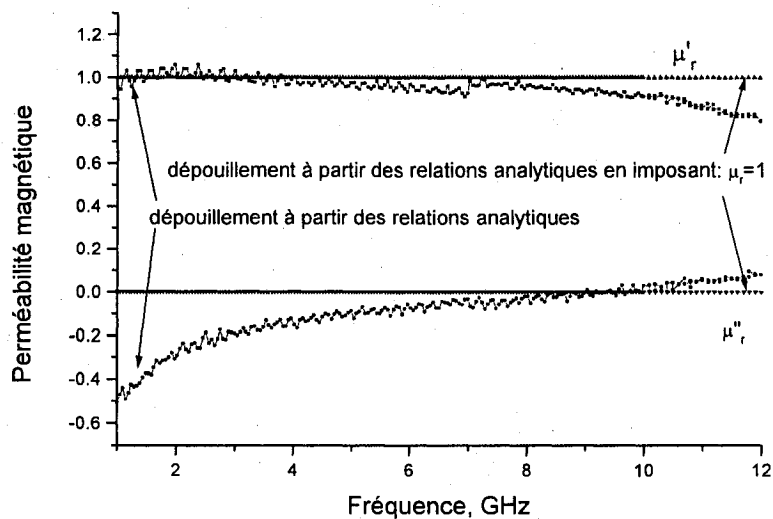


Figure 4.11 : Caractéristiques magnétiques de l'alumine. Mesures effectuées par une ligne coplanaire ($H=635 \mu\text{m}$, $W=50 \mu\text{m}$, $S=62 \mu\text{m}$, $t=1 \mu\text{m}$, $d=5 \text{ mm}$)

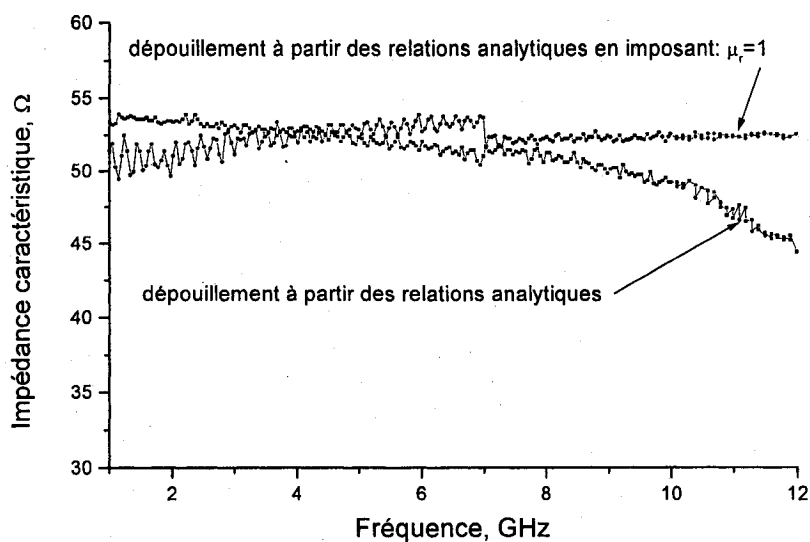


Figure 4.12 : Impédance caractéristique ligne coplanaire ($H=635 \mu\text{m}$, $W=50 \mu\text{m}$, $S=62 \mu\text{m}$, $t=1 \mu\text{m}$, $d=5 \text{ mm}$) de l'alumine

CAVITY™ est un système automatique de mesure de permittivité diélectrique en utilisant le Damaskos, Inc., Open Resonator Cavities et l'analyseur de réseau vectoriel (Anritsu 37397 série) dans la bande de fréquence 15 - 100 GHz. Le système a été basé sur la technique de perturbation de cavité. Cette méthode nécessite la mesure de la fréquence de résonance et la mesure du facteur de qualité de la cavité vide ainsi que de la cavité contenant l'échantillon.

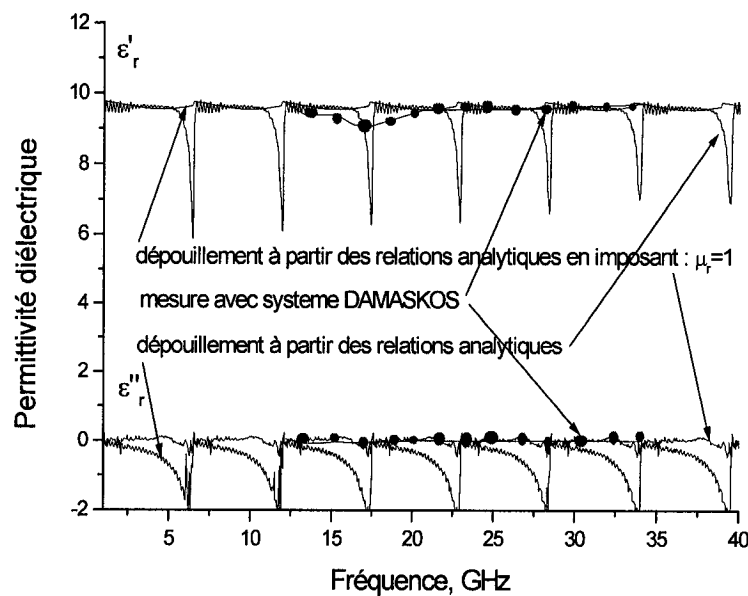


Figure 4.13 : Évaluation de caractéristiques diélectriques de l'alumine. Mesures effectuées par une ligne coplanaire ($H=635\ \mu\text{m}$, $W=50\ \mu\text{m}$, $S=62\ \mu\text{m}$, $t=1\ \mu\text{m}$, $d=10\ \text{mm}$) et avec système de mesure automatique en cavité résonnante ouverte DAMASKOS

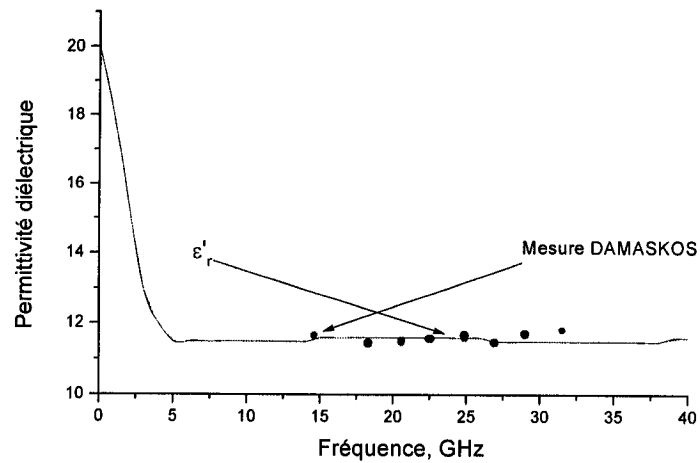


Figure 4.14 : Caractéristiques diélectriques du silicium dopé. Mesures effectuées par une ligne coplanaire ($H=500\text{ }\mu\text{m}$, $W=100\text{ }\mu\text{m}$, $S=60\text{ }\mu\text{m}$, $t=1\text{ }\mu\text{m}$) et avec système de mesure automatique en cavité résonnante ouverte DAMASKOS

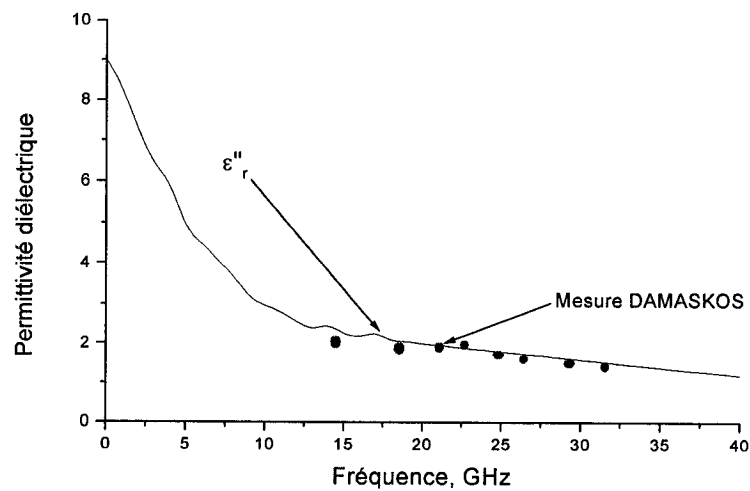


Figure 4.15 : Caractéristiques diélectriques du silicium dopé. Mesures effectuées par une ligne coplanaire ($H=500\text{ }\mu\text{m}$, $W=100\text{ }\mu\text{m}$, $S=60\text{ }\mu\text{m}$, $t=1\text{ }\mu\text{m}$) et avec système de mesure automatique en cavité résonnante ouverte DAMASKOS

4.2 Les résultats de la mesure de la perméabilité complexe des réseaux de nanofils en utilisant la méthode de perturbation en cavité résonnante

Cette section présente une étude des réseaux de nanofils obtenus par une électrodéposition dans une membrane commerciale d'alumine. Les paramètres des réseaux de nanofils sont donnés à la section 1.2. La membrane a une épaisseur de 60 μm et un diamètre de pores 170 ± 20 nm. La distance entre les pores est 238 ± 30 nm.

La tableau 4.1 présente les valeurs de perméabilité complexe des réseaux de nanofils pour trois différents matériaux mesurés par deux méthodes pour le champ magnétique statique $H_{DC}=0$ et une fréquence $f_0=8.94$ GHz. La déviation pour la méthode de Lorentz est plus petite que pour la méthode de curseur [33].

Échantillon		Curseur		Méthode de Lorentz	
		μ'_r	μ''_r	μ'_r	μ''_r
CoFeB	Moyenne	6.97	0.089	7.08	0.087
	Déviaton %	1.36	1.72	0.36	0.12
Co(c)	Moyenne	6.73	0.151	6.87	0.117
	Déviaton	1.18	1.43	0.14	0.15
Co(c \perp)	Moyenne	5.01	0.027	5.14	0.086
	Déviaton %	1.23	1.37	0.12	0.15

Tableau 4.1 : Les propriétés magnétiques des trois réseaux de nanofils ($H_{DC}=0$, $f_0=8.94$ GHz)

La perméabilité complexe de chaque matériau a été mesurée en fonction du champ magnétique constant jusqu'à 10 kOe pour les fréquences 8.94 et 11.18 GHz et présente sur les figures 4.16-4.18. Les parties réelles et imaginaires de la perméabilité magnétique diminuent avec l'augmentation de champ magnétique constant, parce que

la fréquence de résonance de cavité était moins grande que la fréquence de résonance ferromagnétique. La partie réelle de la perméabilité des réseaux de nanofils est assez grande ($\mu'_r=5-7$, pour $H_{DC} = 0$ Oe), et la partie imaginaire est près de zéro. Ces propriétés des matériaux peuvent être utiles pour les dispositifs planaires en micro-onde en remplaçant les milieux ferromagnétiques continus, lesquels ont des grandes pertes à ces fréquences.

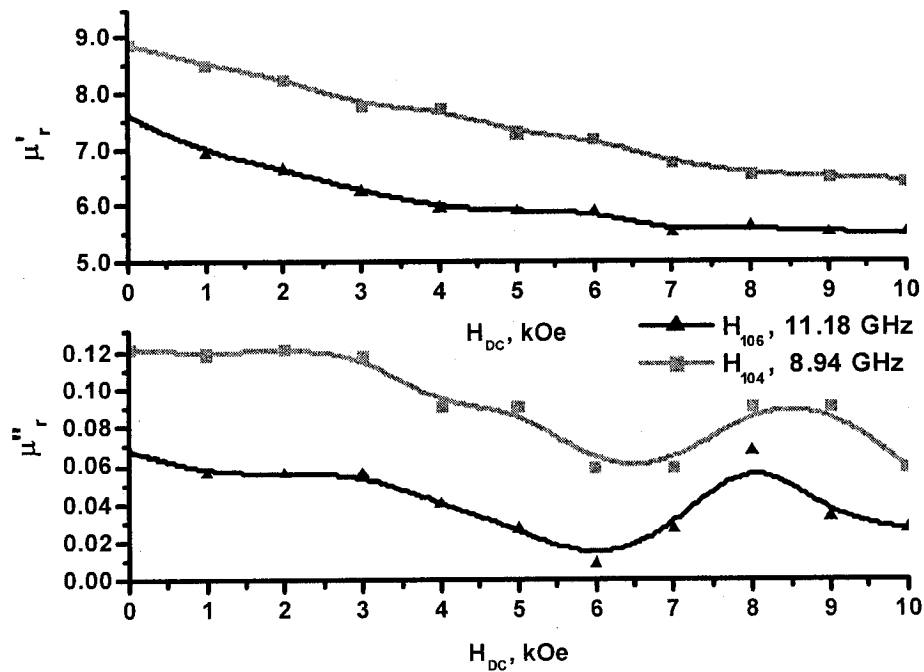


Figure 4.16 : La perméabilité magnétique des réseaux de nanofils $\text{Co}_{94}\text{Fe}_5\text{B}_1$
 $d=170$ nm, $l=24$ μm

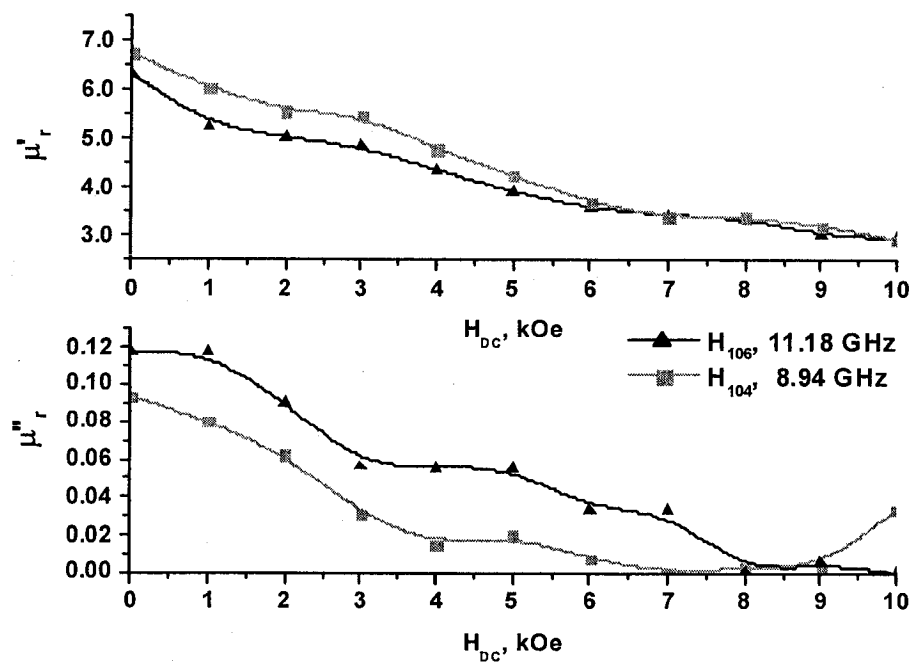


Figure 4.17 : La perméabilité magnétique des réseaux de nanofils Co avec l'axe c à peu près parallèle à l'axe de nanofils $d=170$ nm, $l=27$ μ m

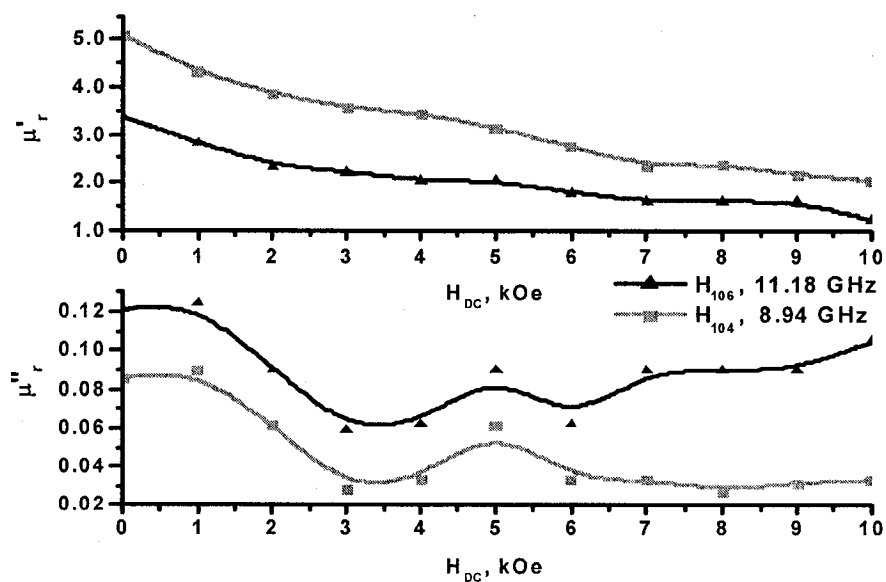


Figure 4.18 : La perméabilité magnétique des réseaux de nanofils Co avec l'axe c à peu près perpendiculaire à l'axe de nanofils $d=170$ nm, $l=26$ μ m

4.3 Mesure du coefficient de transmission dans les réseaux de nanofils ferromagnétiques. Résonance ferromagnétique dans les réseaux de nanofils.

Cette section présente les résultats des études sur la résonance ferromagnétique des réseaux de nanofils englobés par une électrodéposition dans une membrane commerciale d'alumine. Les propriétés dynamiques des réseaux de nanofils ferromagnétiques présentent un intérêt considérable pour la recherche fondamentale et appliquée. Goglio et al. [34, 35] ont rapporté une étude des propriétés dynamiques des nanofils magnétiques aux fréquences micro-ondes, à l'aide des dispositifs de transmission de microruban basée sur un réseau de nanofils. Ces auteurs ont démontré que, en raison des effets de démagnétisation significatifs des nanofils ferromagnétiques, la résonance ferromagnétique se produit à une fréquence micro-ondes caractéristique même en l'absence de champ de DC. Le travail de Darques et al. [36, 37] sur des réseaux de Co obtenus par le dépôt électrolytique dans des membranes de polymère a démontré la possibilité de produire les changements cruciaux de l'absorption de RFM en modifiant la microstructure et la densité des fils des réseaux. Dans ce travail, on présente des données obtenues par RFM sur des réseaux de nanofils ferromagnétiques synthétisées par le dépôt électrolytique dans des membranes nanoporeuses d'alumine. Les paramètres des réseaux de nanofils sont décrits à § 1.2. La longueur de fils était contrôlée par le temps de déposition. Tel que discuté dans [12], pour ces réseaux, l'effet des interactions magnétostatiques est plus significatif que pour ceux obtenus dans des membranes de polymère, due à un

assemblage plus élevé et aux dimensions différentes des nanofils : diamètres de pore plus grands et fils plus longs.

Le dispositif expérimental se compose d'une région centrale comprenant la ligne microruban chargée avec l'échantillon, entourée par deux régions identiques correspondant à la ligne déchargée (figure 4.19). La discontinuité résultante entraîne une perturbation de la propagation de l'onde. La ligne microruban a été conçue pour avoir une impédance caractéristique $Z_0 = 50 \Omega$ en concordance avec les câbles et l'analyseur de réseaux (VNA).

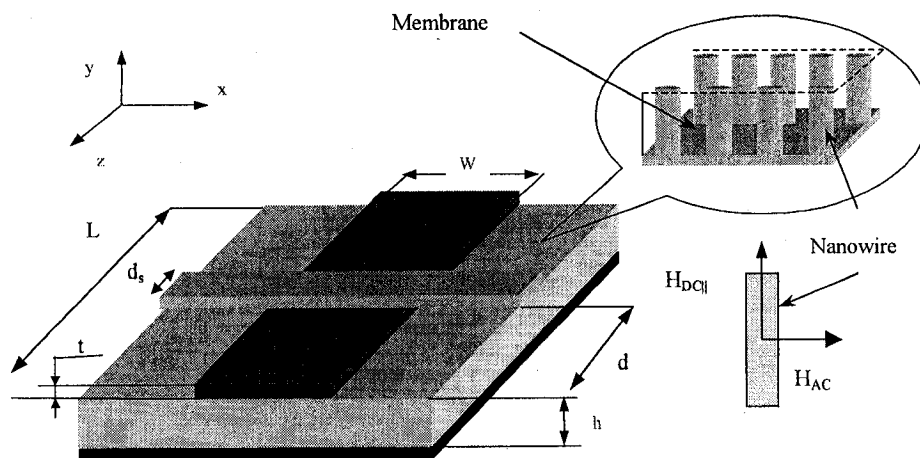


Figure 4.19 : Schéma de l'arrangement de réseaux de nanofils avec la ligne microruban et de l'orientation du champ magnétique statique appliqué H_{DC} et du champ électromagnétique micro-onde H_{AC}

Les dimensions de la ligne microruban sur l'alumine sont :

- ♦ l'épaisseur de substrat d'alumine $h=254 \mu\text{m}$;
- ♦ la largeur de conducteur central $W=200 \mu\text{m}$;
- ♦ l'épaisseur de métallisation $t= 1 \mu\text{m}$;
- ♦ la longueur de ligne $L=21.6 \text{ mm}$.

L'échantillon, qui est placé directement et symétriquement sur la ligne, est un parallélépipède des dimensions $4 \times 8 \times 0.06 \text{ mm}^3$. Le signal se propageant suivant la ligne de transmission de microruban produit un champ de micro-onde qui est perpendiculaire aux fils, et qui induit une précession de la magnétisation autour de la position statique d'équilibre. À la résonance ferromagnétique, la puissance absorbée du signal de micro-onde incident et une diminution correspondante de la puissance transmise sont enregistrées par le VNA. La caractérisation électromagnétique des matériaux ferromagnétiques dans une large gamme de fréquences exige la détermination de deux paramètres complexes comme fonctions de la fréquence : les coefficients de la réflexion (R) et de la transmission (T). La magnitude du coefficient de transmission en dB peut être présenté sous la forme:

$$T_L = 20 \log \left| e^{-\alpha d_s} \right| \quad (4.3)$$

où α est la constante d'atténuation due aux pertes et l'absorption et d_s est la longueur de la région chargée (4 millimètres).

Les valeurs du α peuvent être trouvées à partir des valeurs des composants de la matrice de dispersion $[S]$. Le calcul du paramètre S exige la détermination des modes

électromagnétiques dans chaque région du dispositif microruban et de leur ajustement aux discontinuités. Puisque le mode dominant est quasi-TEM pour une ligne microruban, nous pouvons calculer les paramètres S du dispositif expérimental en utilisant la théorie de la ligne de transmission [10]:

$$S_{11} = S_{22} = \frac{j2R e^{-j2\gamma_0 d} \sin \gamma_L d_s}{e^{-j\gamma_L d_s} - R^2 e^{-j\gamma_L d_s}} \quad (4.4)$$

$$S_{12} = S_{21} = \frac{(1 - R^2) e^{-j2\gamma_0 d}}{e^{j\gamma_L d_s} - R^2 e^{-j\gamma_L d_s}} \quad (4.5)$$

$$\gamma_0 = 2\pi f \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} \quad (4.6)$$

où γ_0 est la constante de propagation dans la région déchargée;

et $\gamma_L = \alpha - j\beta$ est la constante de propagation dans la région chargée;

β est la constante de phase;

d est la longueur de la région déchargée.

Les valeurs expérimentales de S_{11} et de S_{21} sont mesurées à l'entrée et à la sortie de la ligne microruban. Les équations (4.5) et (4.6) peuvent être résolues simultanément pour γ_L et R en termes de paramètres connus et mesurés :

$$\gamma_L d_s = \cos^{-1} \left[\frac{e^{-j4\gamma_0 d} + S_{12}^2 - S_{11}^2}{2e^{-2j\gamma_0 d} S_{12}} \right] \quad (4.7)$$

Des mesures complexes de la transmission de micro-onde ont été effectuées avec une ligne microruban, en utilisant un VNA Agilent E8364B dans la gamme de fréquences de 500 MHz jusqu'à 40 GHz. Le coefficient de transmission a été mesuré

en fonction de la fréquence micro-onde au champ magnétique statique mis à zéro pour une série d'échantillons des réseaux de nanofils. Avant les mesures, les échantillons ont été saturés dans un champ magnétique statique parallèle à l'axe de fil. Nous notons qu'afin d'augmenter le rapport signal-bruit, nous avons numériquement développé les données originales. Le fait qu'il y a une résonance à $H_{DC}=0$ est le résultat de la présence d'une anisotropie effective. Sur la figure 4.20, on peut voir qu'il y a une différence de presque 10 GHz entre les crêtes de Co (c||) et de Co (c⊥), avec ce dernier situé à la plus basse fréquence. Pour l'alliage amorphe de $\text{Co}_{94}\text{Fe}_5\text{B}_1$, dont l'anisotropie intrinsèque est très petite, le minimum du coefficient de transmission est entre les valeurs pour Co (c||) et Co (c⊥). Les figures 4.21-4.23 présentent le décalage de la courbe observée pour les trois matériaux ferromagnétiques avec l'augmentation de champ DC de 0 à 8 kOe.

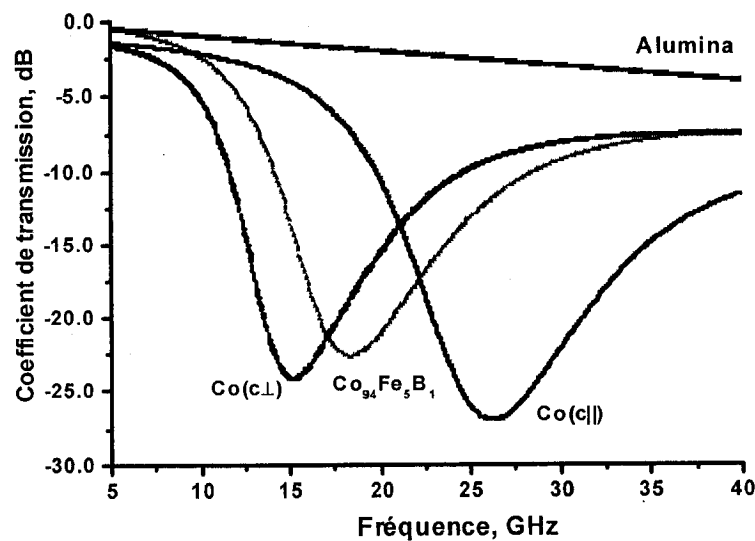


Figure 4.20 : Coefficient de transmission des réseaux de nanofils de $\text{Co}_{94}\text{Fe}_5\text{B}_1$ ($l=24\mu\text{m}$), Co (c||, $l=25\mu\text{m}$) et Co (c⊥, $l=28\mu\text{m}$) au $H_{DC}=0$

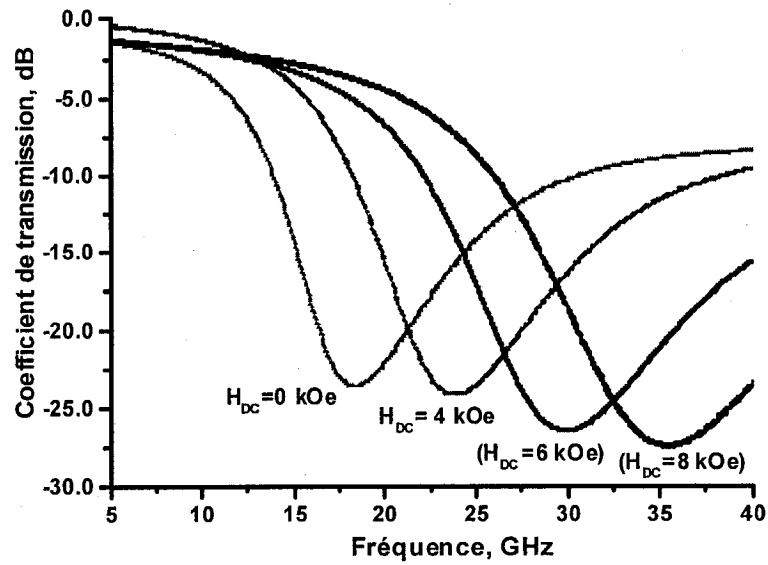


Figure 4.21 : Coefficient de transmission des réseaux de nanofils de $\text{Co}_{94}\text{Fe}_5\text{B}_1$ ($l=24 \mu\text{m}$) au $H_{DC}=0-8$ kOe

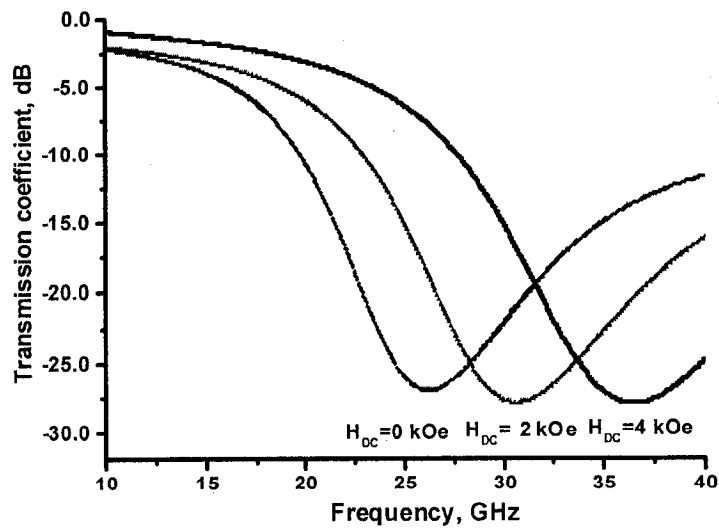


Figure 4.22 : Coefficient de transmission des réseaux de nanofils de $\text{Co}(c||)$, $l=25 \mu\text{m}$) au $H_{DC}=0-6$ kOe

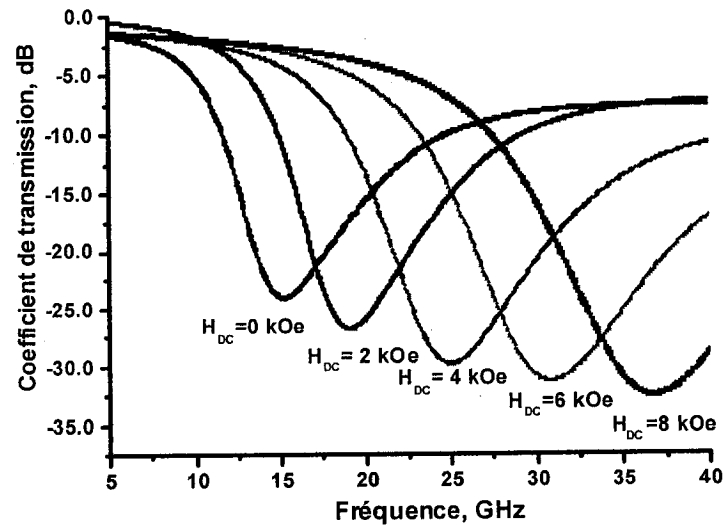


Figure 4.23 : Coefficient de transmission des réseaux de nanofils de Co ($c \perp$, $l=28 \mu\text{m}$) au $H_{DC}=0 - 8 \text{ kOe}$

Nous avons étudié la dépendance des fréquences de résonance avec la longueur et le diamètre des nanofils. Des figures 4.23-4.24, on peut observer le déplacement du minimum de coefficient de transmission des réseaux de nanofils de Co ($c \parallel$) avec l'augmentation des dimensions des nanofils. La dépendance des fréquences de résonance de la géométrie des réseaux de nanofils va être discutée en détails dans la section 4.5.

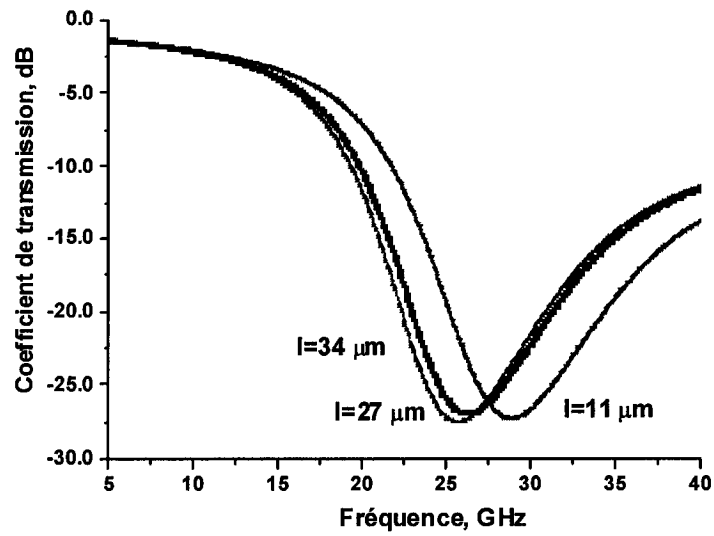


Figure 4.24 : Coefficient de transmission des réseaux de nanofils de Co (c||, $d=170\ \text{nm}$) de différentes longueurs au $H_{DC}=0$

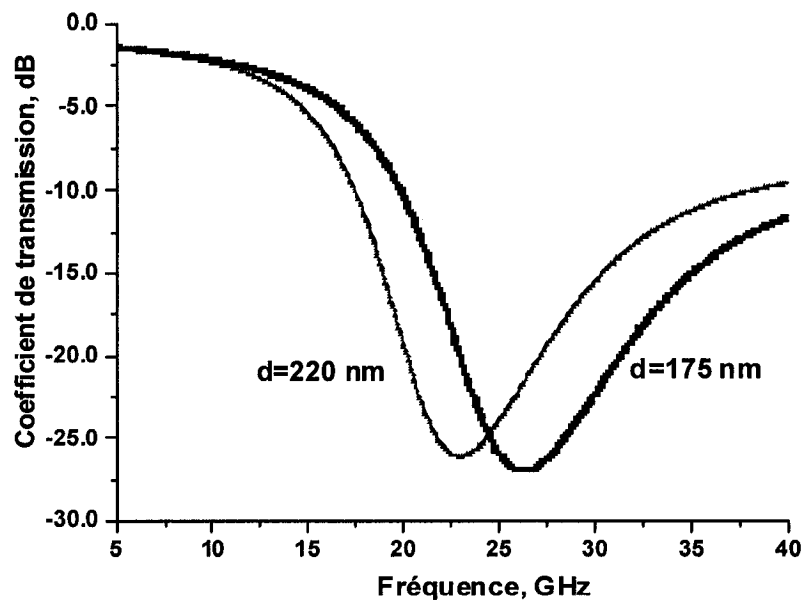


Figure 4.25 : Coefficient de transmission des réseaux de nanofils de Co (c||, $l=25\ \mu\text{m}$) de différents diamètres au $H_{DC}=0$

4.4. Champ effectif et champ intrinsèque dans les réseaux de nanofils ferromagnétiques

Les mesures du coefficient de transmission ont permis d'analyser les propriétés des réseaux de nanofils ferromagnétiques dans une large gamme de fréquences. Des mesures de RFM en fonction du champ magnétique ont été employées pour obtenir de l'information sur l'effet de l'anisotropie magnétocristalline et des interactions magnétostatiques dans le réseaux sur les propriétés ferromagnétiques [36], [37]. La théorie classique de la RFM est appliquée à un système des nanofils de domaine simple, la condition de résonance pour des réseaux de nanofils, quand la magnétisation de saturation est parallèle aux fils, est [36]:

$$\frac{f_{FMR}}{\gamma} = H_{DC} + 2\pi M_s + H_K - \frac{3}{2} H_{int}^S = H_{DC} + H_{eff} \quad (4.8)$$

où H_{DC} et f_{FMR} sont le champ appliqué et la fréquence résonance ferromagnétique, γ est le rapport gyromagnétique, M_s est la magnétisation de saturation et H_{eff} est le champ d'anisotropie effective. Le deuxième terme du côté gauche (le champ de démagnétisation pour les cylindres infinis) représente l'anisotropie de forme des nanofils, alors que H_K représente l'effet de l'anisotropie intrinsèque. H_{int}^S est le champ créé dans un nanofil spécifique par les interactions magnétostatiques avec tous fils du réseau saturé [12].

La différence de presque 10 GHz entre les crêtes de Co (c||) et de Co (c⊥) (figure 4.20) est dû au signe de H_K dans l'équation (4.8), c.-à-d. de la microstructure de l'échantillon, car la valeur de la M_S , la longueur des fil et la fraction du volume occupé sont les mêmes. Pour la série Co (c||), H_K est positif, alors que pour la série Co (c⊥) il est négatif. Pour l'alliage amorphe, dont l'anisotropie intrinsèque est très petite, le minimum du coefficient de transmission est entre les valeurs pour Co (c||) et Co (c⊥), comme prévu pour $H_K=0$. Les valeurs de la fréquence à l'absorption maximum (f_{FMR}) au champ appliqué zéro sont présentées dans le tableau 4.2. La fréquence de résonance augmente, en accord avec l'équation (4.8), avec une application du champ magnétique statique H_{DC} .

Les valeurs de la fréquence de résonance mesurées à divers champs magnétiques statiques sont présentées à la figure 4.26 pour les matériaux décrits dans le tableau 4.2. On peut voir que la dépendance de la f_{FMR} sur H_{DC} est linéaire pour des valeurs de H_{DC} assez élevées pour les réseaux de nanofils saturés. Autrement l'équation (4.8) ne s'applique pas.

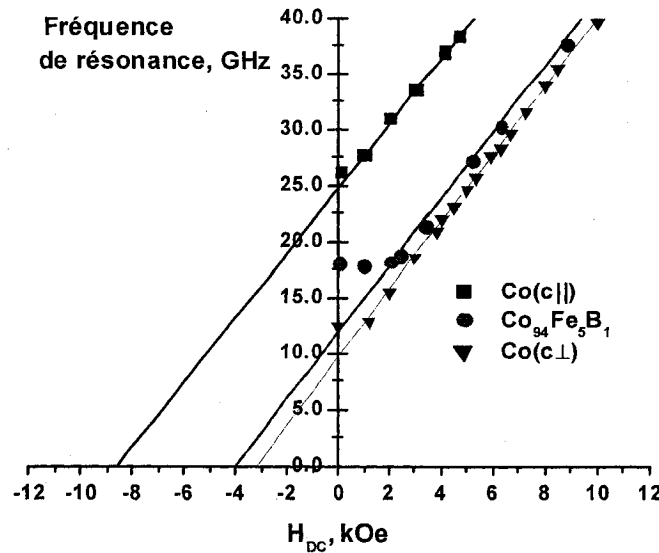


Figure 4.26 : Les fréquences de résonance f_{FMR} en fonction du champ magnétique H_{DC} pour les réseaux de $\text{Co}_{94}\text{Fe}_5\text{B}_1$ ($l=24 \mu\text{m}$), $\text{Co}(c||)$, $l=25 \mu\text{m}$) et $\text{Co}(c\perp)$, $l=28 \mu\text{m}$) nanofils

Une comparaison des trois réseaux de nanofils ayant (presque) la même longueur de fil montre que les augmentations linéaires au-dessus de la saturation sont parallèles, avec une pente de près de 3 MHz/Oe (tableau 4.2), une valeur très près de celle qui est prévu pour le facteur gyromagnétique du Co. L'extrapolation des dépendances linéaires montrées la figure 4.26 vers la fréquence nulle fournit une évaluation du champ $H_{eff} = 2\pi M_s + H_K - 3/2 H_{int}^S$ d'anisotropie effective.

Dans le tableau 4.2, nous supposons que la M_s pour tous les échantillons est celle de la Co pure mesurée avec VSM.

Substrat	Longueur, μm	$2\pi Ms$, kOe	$\gamma/2\pi$, MHz/Oe	H_{eff} , kOe	H_{int}^S , kOe, (FORC)	H_K , kOe	f_{FMR} , GHz ($H_{\text{DC}}=0$)
$\text{Co}_{94}\text{Fe}_5\text{B}_1$	8	9.37	2.83	5.09	2.85	0	19.0
$\text{Co}_{94}\text{Fe}_5\text{B}_1$	11	9.37	2.98	4.95	2.95	0	18.6
$\text{Co}_{94}\text{Fe}_5\text{B}_1$	24	9.37	2.97	4.03	3.58	0	18.4
Co (c)	14	9.37	2.83	8.92	2.30	2.93	29.0
Co (c)	25	9.37	2.98	8.56	2.52	2.99	26.2
Co (c)	34	9.37	2.98	8.12	2.85	3.01	25.5
Co (c \perp)	28	9.37	3.01	4.22	2.62	-1.22	15.4
Co (c \perp)	35	9.37	2.98	3.63	2.99	-1.23	13.9
Co (c \perp)	47	9.37	2.98	3.22	3.28	-1.25	12.4

Tableau 4.2 : Les paramètres des réseaux de nanofils

Le tableau 4.2, fournit également des valeurs obtenues, tel que décrit ailleurs [13, 14] à partir des diagrammes FORC sur les mêmes échantillons. Les valeurs H_{int}^S obtenues des diagrammes FORC, tel comme discuté dans le § 1.2.3, ont été utilisées pour évaluer les valeurs H_K , à partir des données H_{eff} obtenues par la RFM.

On peut observer que les valeurs H_K pour les réseaux de nanofils de Co sont plus petites que la valeur pour le Co continue (6.4 kOe), étant donné que seulement une fraction des cristallites ont leur axe dans la direction moyenne. C'est en accord avec

des observations faites par d'autres auteurs [37]. L'anisotropie intrinsèque déterminée pour la série $\text{Co}(c\perp)$ est plutôt petite et négative, ce qui explique les mesures des champs de saturation dans le plan [40]. Les valeurs obtenues, 3 kOe pour $\text{Co}(c\parallel)$ et -1.2 kOe pour $\text{Co}(c\perp)$ montrent que l'axe cristallin c n'est pas exactement parallèle ni perpendiculaire aux nanofils; en utilisant la valeur du Co , on a pu déterminer l'angle moyen de l'axe c avec l'axe des nanofils : 31° pour $\text{Co}(c\parallel)$ et 57° pour $\text{Co}(c\perp)$.

4.5 Dépendance des fréquences de résonance sur la géométrie des réseaux de nanofils

Nous avons également étudié les dépendances des fréquences de résonance sur la longueur des nanofils. Les figures 4.27-4.29 présentent le f_{FMR} en fonction de H_{DC} pour des réseaux de $\text{Co}_{94}\text{Fe}_5\text{B}_1$, $\text{Co}(c\parallel)$ et $\text{Co}(c\perp)$ nanofils de différentes longueurs. La figure 4.30 présente le champ effectif en fonction de la longueur des nanofils pour trois matériaux. Les données obtenues sur les trois matériaux montrent que le champ d'anisotropie effective H_{eff} s'affaiblit avec l'augmentation de la longueur du fil. Pour un même H_K , le déplacement du f_{FMR} à un H_{DC} donné à de plus basses fréquences comme augmentations de longueur de fil, est dû à une augmentation de H_{int}^S . Cette variation est en accord avec les résultats obtenus par deux méthodes expérimentales alternatives: les valeurs des champs de saturation [12, 38] et l'analyse de FORC [13, 14]. Les simulations micromagnétiques effectuées dans notre groupe [38, 39]

prévoient que H_{int}^S augmente (H_{eff} atténuée) avec la longueur et le rayon (ou diamètre) de fils.

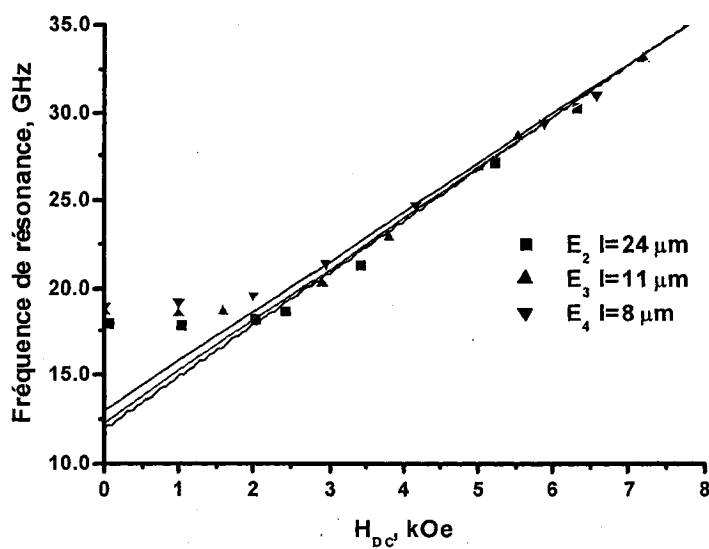


Figure 4.27 : Les fréquences de résonance f_{FMR} en fonction du champ magnétique H_{DC} pour les réseaux de $Co_{94}Fe_5B_1$ ($d=170$ nm) nanofils de différentes longueurs

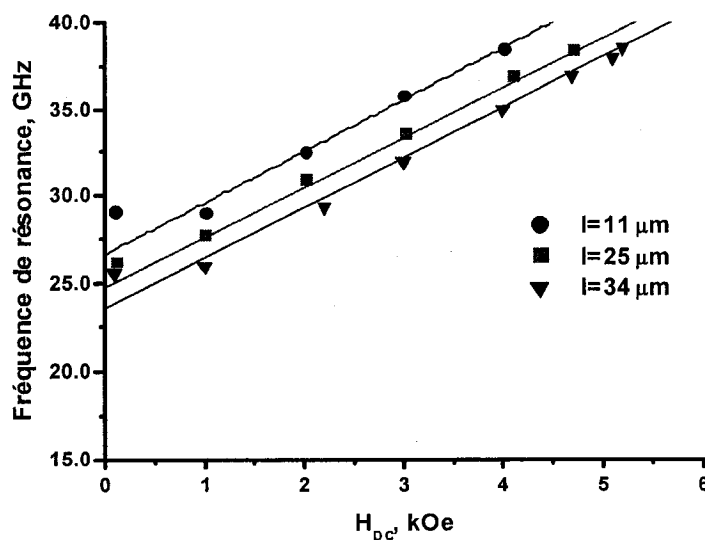


Figure 4.28 : Les fréquences de résonance f_{FMR} en fonction du champ magnétique H_{DC} pour les réseaux de Co(c||, $d=170$ nm) nanofils de différentes longueurs

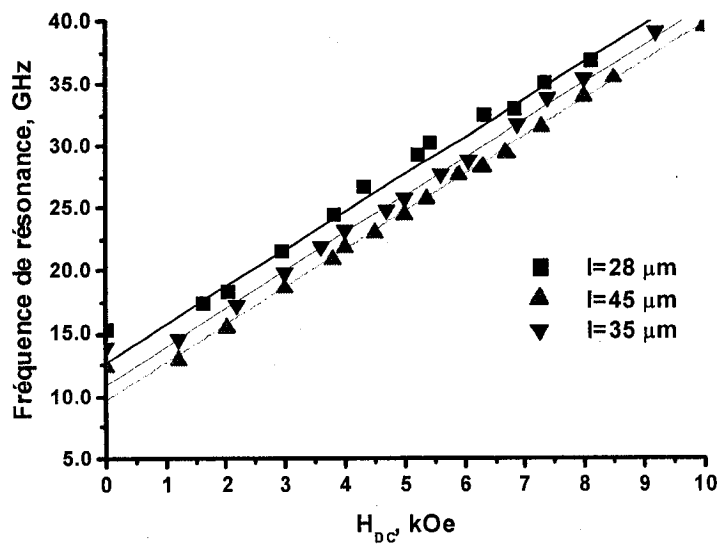


Figure 4.29 : Les fréquences de résonance f_{FMR} en fonction du champ magnétique H_{DC} pour les réseaux de Co(c⊥, $d=170$ nm) nanofils de différentes longueurs

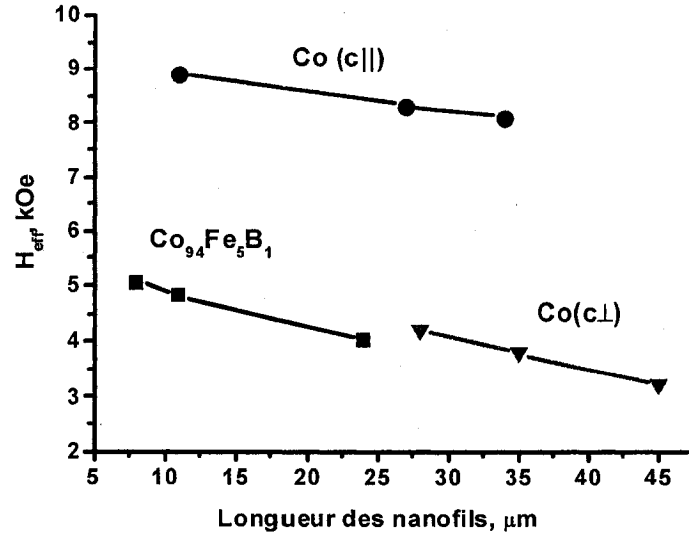


Figure 4.30 : Le champ effectif en fonction de la longueur des nanofils

Le champ d'interaction à saturation est donné par l'expression phénoménologique [40]:

$$H_{\text{int}}^S(d, l) = M_s r^2 \left[a(d)l + b(d) \tanh\left(\frac{l}{l_d}\right) \right] = Al + B \quad (4.9)$$

ou l_d est une longueur dipolaire dépendante des dimensions géométriques du réseau ($l_d = 1 \mu\text{m}$ pour les réseaux utilisés dans cette recherche);

l est une longueur des nanofils;

r est un rayon des nanofils;

$a(d)$, $b(d)$ sont des fonctions phénoménologiques dépendantes de la distance entre les nanofils (d):

$$a(d) = \frac{1}{c_1 d^2 + c_2 d} \quad (4.10)$$

$$b(d) = \frac{1}{c_0} \frac{1}{c_3 d^3 + c_4 d^2 + c_5 d + 1} \quad (4.11)$$

avec les coefficients suivants:

$c_0=10^{-4} \mu\text{m}^2$, $c_1=17.8 \mu\text{m}$, $c_2=1.2 \mu\text{m}^2$, $c_3=2200 \mu\text{m}^{-3}$, $c_4=2270 \mu\text{m}^{-2}$, $c_5=200 \mu\text{m}^{-1}$.

Pour l'alliage amorphe CoFeB, avec $H_K = 0$, H_{int}^s peut être directement obtenu à partir de H_{eff}^s , selon équation (4.8). Les données présentées dans le tableau 4.3 sont comparées à celles obtenues à partir de l'analyse de FORC et à celles calculées à partir de l'équation (4.9). Pour les échantillons cristallins de Co, nous pouvons seulement comparer la pente observée de la dépendance de H_{eff}^s en fonction de l aux valeurs calculées $A = M_s r^2 \alpha$, (tableau 4.4).

Longueur, μm	H_{int}^s, Oe		
	Calcul	FMR	FORC
8	2 851	2 855	2 850
11	2 979	2 953	2 950
25	3 546	3 584	3 580

Tableau 4.3. Le champ d'interaction à saturation pour les réseaux de $\text{Co}_{94}\text{Fe}_5\text{B}_1$ nanofils

Substrat	La pente A Oe/ μm	
	Calcul, [40]	RFM
Co (c)	32.4	31.9
Co (c \perp)	32.4	32.5

Tableau 4.4. Pente de la dépendance H_{eff}^S contre l

Selon l'équation (4.9), on prévoit également qu'une augmentation du diamètre du fil produirait une augmentation de H_{int}^S , et une diminution correspondante de H_{eff}^S .

Le figure 4.31 présente la f_{FMR} en fonction de H_{DC} pour des réseaux de Co(c||) nanofils de diamètres différents. Le déplacement du f_{FMR} vers de plus basses fréquences est dû à une augmentation de H_{int}^S .

Donc, pour une valeur connue de H_K , l'évaluation des champs d'anisotropie effective des mesures de RFM offre une méthode supplémentaire pour évaluer le champ créé par les interactions magnétostatiques.

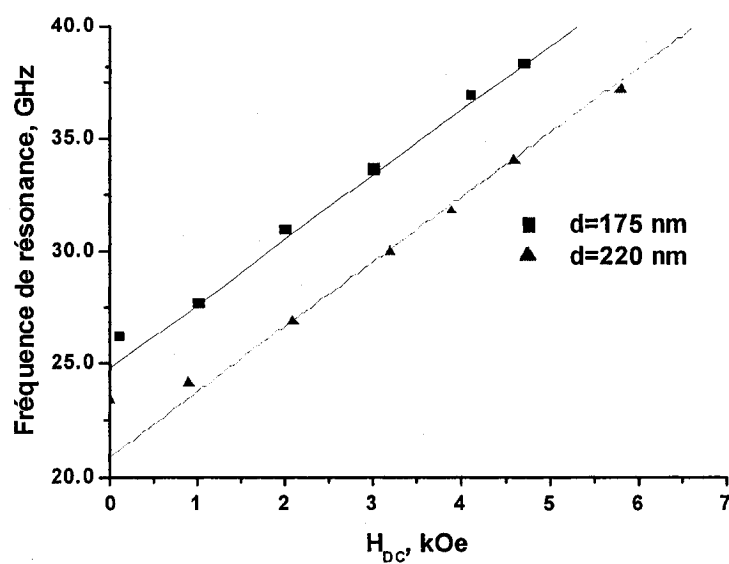


Figure 4.31 : Les fréquences de résonance f_{FMR} en fonction du champs magnétiques H_{DC} pour les réseaux de Co(c||, $l=25 \mu\text{m}$) nanofils de différents diamètres

4.6 Les résultats de la mesure les propriétés électromagnétique des réseaux de nanofils en utilisant la technologie planaire

Cette section présente les résultats de mesure de la permittivité diélectrique et de la perméabilité magnétique des réseaux de nanofils obtenus par une électrodéposition dans une membrane commerciale d'alumine. C'est la même membrane qui a été utilisé pour les mesures avec la méthode de perturbations (Chapitre II). La longueur de fils était contrôlée par le temps de déposition et était environ 45 μm . Le tableau 4.5 présente les paramètres des réseaux de nanofils.

Substrat	Diamètre, (nm)	Longueur, μm	$\gamma/2\pi$ MHz/Oe	$2\pi M_s$, kOe	f_{FMR} , GHz ($H_{\text{DC}}=0$)
$\text{Co}_{94}\text{Fe}_5\text{B}_1$	170	44	2.97	9.37	16
Co (c)	170	45	2.98	9.37	24.3
Co (c \perp)	170	46	3.01	9.37	12.2

Tableau 4.5 : Les paramètres des réseaux de nanofils mesure dans une ligne coplanaire

La ligne coplanaire (figure 4.32) est constituée de trois rubans conducteurs, un conducteur central de largeur $W=50 \mu\text{m}$ et deux rubans latéraux de largeur $D=2 \text{ mm}$, déposés sur le matériau étudié. Le conducteur central est séparé des deux plans métalliques par deux fentes de largeur identique notée $S=62.5 \mu\text{m}$. Nous avons utilisé la déposition (PCVD) d'une couche d'oxyde de silicium (environ 200 nm) sur des réseaux de nanofils. Ceci était nécessaire pour fermer les pores, aplanir la surface de

la membrane et finalement éviter un court circuit entre les nanofils métalliques et les conducteurs déposés. La ligne coplanaire était déposée directement sur les réseaux de nanofils fermés par une couche d'oxyde de silicium. Nous avons utilisé la technologie de circuits imprimés hybrides (MHMIC) pour la fabrication de lignes coplanaires.

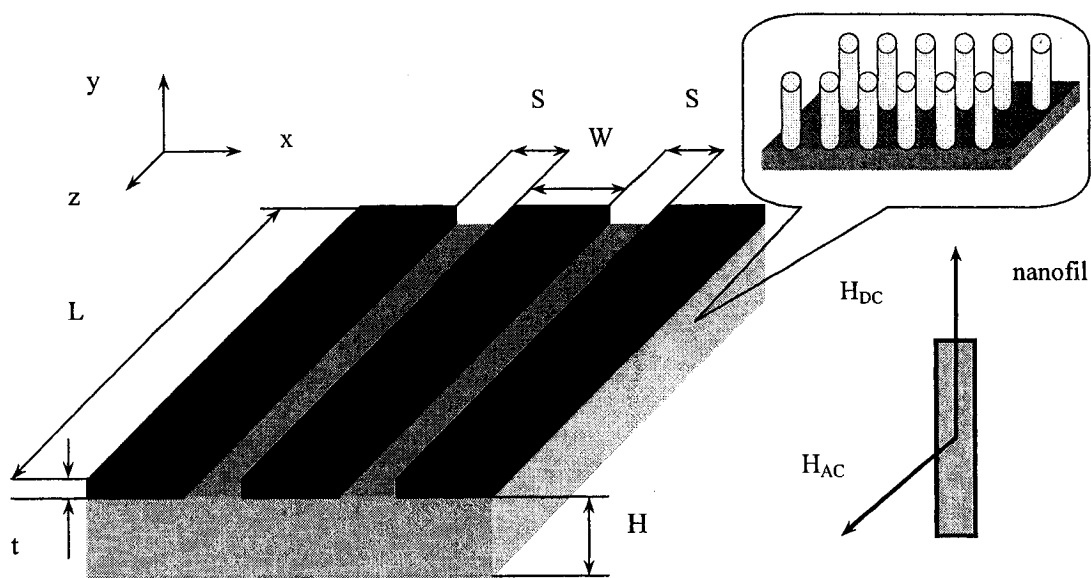


Figure 4.32 : Schéma de l'arrangement de réseaux de nanofils avec la ligne coplanaire et de l'orientation du champ magnétique statique appliqué H_{DC} et du champ électromagnétique micro-onde H_{AC}

En premier lieu, une couche de titane est déposée, qui sert à la fois de couche d'adhésion et de couche résistive. Puis la deuxième couche est en or, elle sert de couche conductrice. L'impression du circuit micro-onde sur le substrat se fait par gravure chimique. Suite à la déposition des couches métalliques, on applique sur toute la surface du circuit une couche de photorésine. Après exposition aux rayons

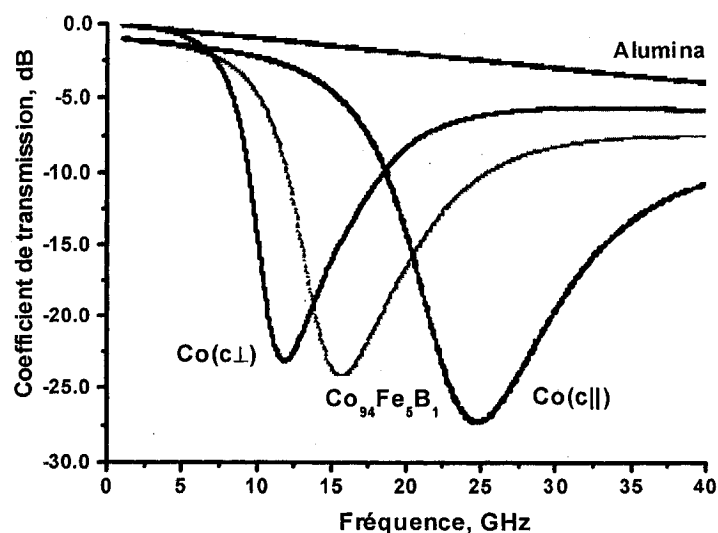


Figure 4.33 : Coefficient de transmission dans la ligne coplanaire basée sur le réseau de nanofils de $\text{Co}_{94}\text{Fe}_5\text{B}_1$, $\text{Co}(\text{c}||)$ et $\text{Co}(\text{c}\perp)$ au $H_{DC}=0$

ultraviolets, cette photorésine était dissoute lors du développement, et seuls les endroits où le masque coupe la lumière seront protégés. La couche de photorésine résiduelle sert ensuite de masque pour la gravure des couches métalliques réalisée par attaque chimique.

Les calculs de permittivité et perméabilité sont effectués à partir de techniques proposées en Chapitre III. A partir des paramètres S_{ij} dans la large bande de fréquences, nous avons calculé les caractéristiques électromagnétiques des réseaux de nanofils.

La figure 4.33 présente le coefficient de transmission (4.3.1) mesuré dans la ligne coplanaire basée sur les réseaux de nanofils de $\text{Co}_{94}\text{Fe}_5\text{B}_1$, $\text{Co}(\text{c}||)$ et $\text{Co}(\text{c}\perp)$ au $H_{DC}=0$. Le coefficient de transmission a été mesuré en fonction de la fréquence micro-onde avec un champ magnétique statique mis à zéro pour une série

d'échantillons des réseaux de nanofils. Avant les mesures, les échantillons ont été saturés sous un champ magnétique statique parallèle à l'axe de fil.

Le fait qu'il y a une résonance à $H_{DC}=0$ est le résultat de la présence d'une anisotropie effective. Dans la figure 4.33, on peut voir qu'il y a une différence de presque 12 GHz entre les crêtes de Co (c||) et de Co (c⊥), ce dernier étant situé à la plus basse fréquence. Pour l'alliage amorphe de $\text{Co}_{94}\text{Fe}_5\text{B}_1$, dont l'anisotropie intrinsèque est très petite, le maximum du coefficient de transmission est entre les valeurs obtenues pour Co (c||) et Co (c⊥).

La méthode LLM (Line Line Method) [40] a été utilisée pour diminuer l'influence de la différence d'impédance entre la ligne coplanaire et VNA. La méthode LLM nécessite deux lignes coplanaires possédant la même topologie mais de longueurs différentes (L_1 et L_2). A partir des mesures de la matrice de dispersion S_{ij} , la méthode consiste à déterminer la constante de propagation complexe de la section de ligne coplanaire de longueur $\Delta L=L_2-L_1$ de manière à obtenir les valeurs de la permittivité diélectrique et perméabilité magnétique du matériau.

A partir des paramètres S_{ij} dans la large bande de fréquences, nous avons calculé les caractéristiques électromagnétiques des réseaux de nanofils. Les caractéristiques électriques des réseaux de nanofils (ϵ'_r et ϵ''_r) sont tracées sur la figure 4.34. Cependant, des fluctuations ("pics") importantes autour des valeurs moyennes de la permittivité sont constatées. Ces fluctuations sont dues à des erreurs importantes lorsque le coefficient de réflexion est faible (<20 dB).

La perméabilité complexe de chaque matériau a été mesurée en fonction de la fréquence pour le champ magnétique statique H_{DC} égal à zéro et est présentée sur les figures 4.35-4.36. Le champ micro-onde H_{AC} est perpendiculaire à l'axe de nanofils. Les réseaux de nanofils sont saturés avant les mesures en micro-ondes. On constate que les parties imaginaires de μ_r , qui déterminent l'absorption, passent par un maximum en $f=f_r$ et décroissent lorsqu'on s'écarte la résonance. La partie réelle de la perméabilité des réseaux de nanofils est assez grande ($\mu'_r=4-6$, pour $f < f_r$).

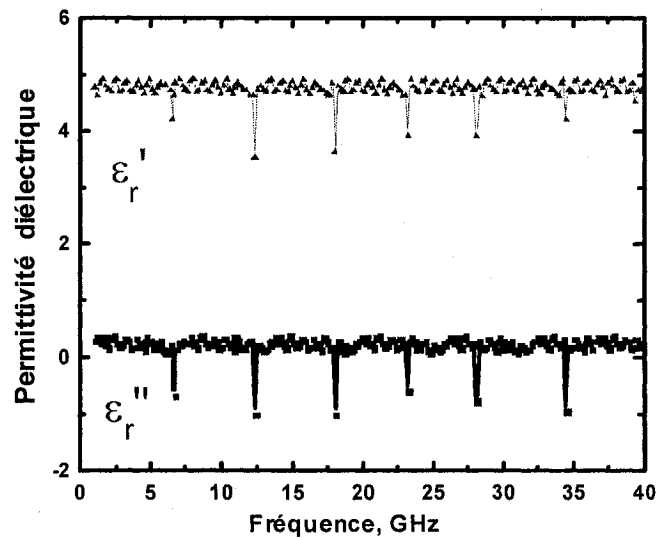


Figure 4.34 : Caractéristiques diélectriques des réseaux de nanofils de $\text{Co}_{94}\text{Fe}_5\text{B}_1$ ($l=44 \text{ } \mu\text{m}$, $d=170 \text{ nm}$). Mesures effectuées par une ligne coplanaire ($H=60 \text{ } \mu\text{m}$, $W=50 \text{ } \mu\text{m}$, $S=62.5 \text{ } \mu\text{m}$, $t=1 \text{ } \mu\text{m}$)

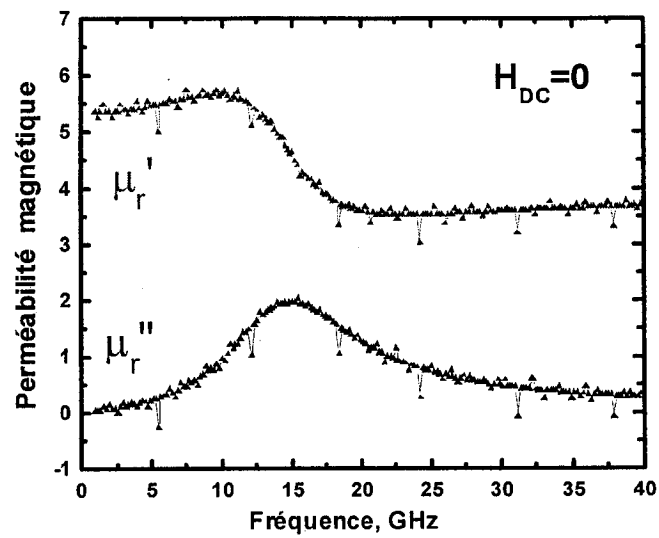


Figure 4.35 : La perméabilité magnétique des réseaux de nanofils $\text{Co}_{94}\text{Fe}_5\text{B}_1$. Mesures effectuées par une ligne coplanaire ($H=60\text{ }\mu\text{m}$, $W=50\text{ }\mu\text{m}$, $S=62.5\text{ }\mu\text{m}$, $t=1\text{ }\mu\text{m}$)

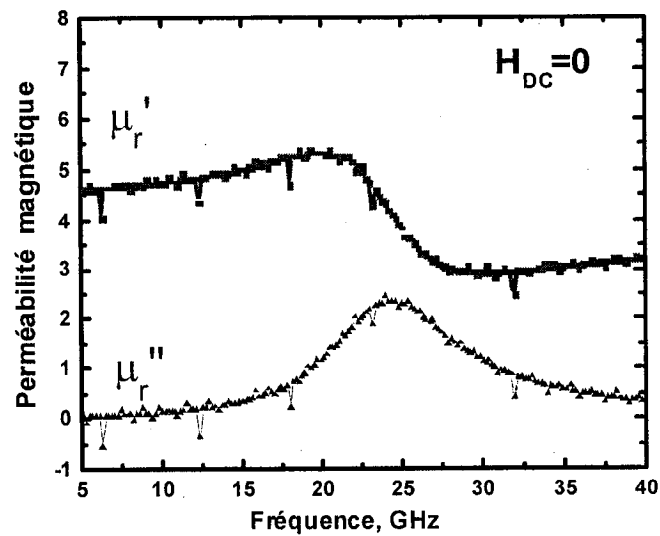


Figure 4.36 : La perméabilité magnétique des réseaux de nanofils Co(c||) . Mesures effectuées par une ligne coplanaire ($H=60\text{ }\mu\text{m}$, $W=50\text{ }\mu\text{m}$, $S=62.5\text{ }\mu\text{m}$, $t=1\text{ }\mu\text{m}$)

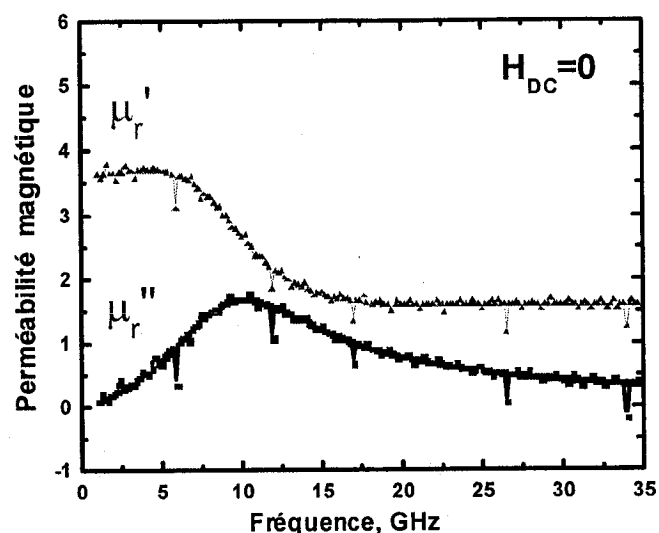


Figure 4.37 : La perméabilité magnétique des réseaux de nanofils Co ($c \perp$). Mesures effectuées par une ligne coplanaire ($H=60 \mu\text{m}$, $W=50 \mu\text{m}$, $S=62.5 \mu\text{m}$, $t=1 \mu\text{m}$)

Tableau 4.6 présente la comparaison des propriétés magnétiques de réseaux de nanofils et ferrites à 10 GHz. Les pertes magnétiques dans les réseaux de nanofils sont assez petites. Ces propriétés de matériau peuvent être efficaces pour les dispositifs planaires en micro-onde en remplaçant les milieux ferromagnétiques continus, lesquels ont des grandes pertes à ces fréquences. Les perméabilités sont suffisantes pour envisager des applications en technologie planaire comme des circulateurs, des déphaseurs, des atténuateurs variables, des modulateurs, des filtres d'arrêt et les filtres à atténuation variable. Les résultats ont montré un bon accord

avec ceux obtenus par méthode de perturbation et les mesures avec la ligne microruban.

Substrat			μ'_r	μ''_r	$\tan \delta_m$
1	Nano-fils	$\text{Co}_{94}\text{Fe}_5\text{B}_1$	5.66	0.96	0.17
2		Co (c)	4.74	0.12	0.03
3		Co (c \perp)	2.65	1.7	0.64
4	Ferrites	$\text{Ni}_{0,38}\text{Zn}_{0,62}\text{Fe}_2\text{O}_4$ [41]	2.02	0.8	0.5
5		$\text{Ni}_{0,2}\text{Cu}_{0,2}\text{Zn}_{0,6}\text{Co}_{0,03}\text{Fe}_2\text{O}_4$ [42]	8.05	2.33	0.29

Tableau 4.6 : Les propriétés magnétiques des réseaux de nanofils et ferrites à 10 GHz ($H_{DC}=0$)

CONCLUSION ET RECOMMANDATIONS

Nous avons élaboré une technique de micro-ondes combinée pour déterminer d'une façon précise les propriétés électromagnétiques des réseaux de nanofils ferromagnétiques obtenus par électrodéposition dans une matrice diélectrique. Les réseaux de nanofils de cobalt et leur alliage $\text{Co}_{94}\text{Fe}_5\text{B}_1$, dont l'étude constitue le coeur de ma thèse, ont été fabriqués par l'électrodéposition dans les pores des membranes commerciales nanoporeuses d'alumine. Les membranes d'alumine sont obtenues par oxydation électrochimique des feuilles d'aluminium de grande pureté. L'électrodéposition a été effectuée dans une cellule électrolytique, qui contient en solution les ions des métaux déposés. Deux microstructures de fils de cobalt ont été obtenues en travaillant aux différents pH : 6.2 pour Co (c||) et 3.8 pour Co (c⊥).

Des mesures de RFM à des champs magnétiques variables ont été employées pour obtenir l'information sur l'effet de l'anisotropie magnétocristalline et sur les interactions magnétostatiques dans les réseaux de nanofils des trois matériaux différents dont les propriétés ferromagnétiques ont été mesurées dans une large bande de fréquences. Nous avons montré qu'en raison des effets de démagnétisation significatifs en nanofils ferromagnétiques, la résonance ferromagnétique se produit à une fréquence micro-ondes caractéristique même en l'absence d'un champ DC. Nous avons observé une différence de presque 10 GHz entre les crêtes de Co (c||) et de Co (c⊥), avec le dernier situé à la plus basse fréquence. Pour l'alliage amorphe de

$\text{Co}_{94}\text{Fe}_5\text{B}_1$, dont l'anisotropie intrinsèque est nulle, le minimum du coefficient de transmission est entre les valeurs pour $\text{Co}(c\parallel)$ et $\text{Co}(c\perp)$. Quand un champ magnétique externe est appliqué, la fréquence de résonance augmente, faisant glisser la courbe d'absorption sur une gamme très étendue de fréquence.

Les études nous ont permis d'évaluer le champ d'anisotropie effective H_{eff} . La différence trouvée entre les réseaux de $\text{Co}(c\parallel)$ et $\text{Co}(c\perp)$ a été 4.2 kOe. À partir de ces données on a obtenu les valeurs des champs intrinsèques H_K dus à l'anisotropie magnétocristalline. Les valeurs obtenues, 3 kOe pour $\text{Co}(c\parallel)$ et - 1.2 kOe pour $\text{Co}(c\perp)$ montrent que l'axe cristallin c n'est pas exactement parallèle ni perpendiculaire aux nanofils; en utilisant la valeur du Co "massif", on a pu déterminer l'angle moyen de l'axe c avec l'axe des nanofils : 31° pour $\text{Co}(c\parallel)$ et 57° pour $\text{Co}(c\perp)$.

Nous avons également étudié les dépendances des fréquences de résonance en fonction de la longueur et du diamètre des nanofils. Les données obtenues sur les trois matériaux montrent que le champ d'anisotropie effective H_{eff} diminue avec l'augmentation de la longueur du fil. Cette observation montre que la valeur du champ créé par les interactions magnétostatiques H_{int}^S augmente avec la longueur. La conclusion est en accord avec les prédictions des calculs micromagnétiques [40], ainsi qu'avec les données de FORC et de champ de saturation.

Nous avons mis au point une méthode expérimentale d'identification des anisotropies induites dans les réseaux de nanofils ferromagnétiques. Pour une valeur

comme le champ intrinsèque H_K , la méthode basée sur la dépendance f_{FMR} en fonction H_{DC} peut être utilisée comme une façon alternative (la troisième) pour déterminer les valeurs de H_{int}^s . Nos mesures du champ intrinsèque ont été confirmées par mesures magnétométriques de courbes d'aimantation majeure et de courbes de renversement de premier ordre sur des réseaux de nanofils de cobalt et leur alliage $\text{Co}_{94}\text{Fe}_5\text{B}_1$.

La méthode de perturbation en cavité résonnante rectangulaire et la méthode de transmissions/réflexion dans les lignes planaires ont été appliquées pour mesurer les propriétés électromagnétiques des réseaux de nanofils. Nous avons trouvé que la méthode des moindres carrés non-linéaires à une fonction de Lorentz était plus précise pour l'estimation de la fréquence de résonance et le facteur de la qualité à partir des données mesurés en transmission.

Nous avons élaboré le technique de caractérisation (ϵ_r , μ_r) de matériaux sous forme des réseaux des nanofils, dans une large gamme de fréquences, à partir de la ligne coplanaire. En raison de structures inhomogènes de lignes de transmissions planaires, une étude électromagnétique de la ligne coplanaire a été développée à partir d'une méthode analytique. Pour la ligne coplanaire, lorsque l'épaisseur du matériau est supérieure aux dimensions du ruban conducteur, ces caractéristiques sont obtenues à partir de relations analytiques valables en quasi-statique, puisque le mode fondamental présente une faible dispersion jusqu'à 40 GHz.

Les méthodes de dépouillement sont basées sur l'exploitation des mesures de la matrice $[S_{ij}]$ sur les plans d'entrée de la ligne. Les caractéristiques électromagnétiques sont obtenues à partir des relations analytiques. Des simulations des erreurs sur ϵ_r et μ_r , pour divers caractéristiques de matériau, ont montré qu'il est nécessaire d'optimiser les structures des lignes (largeurs des rubans, longueurs des lignes) afin de minimiser les erreurs sur la matrice $[S_{ij}]$. Plusieurs lignes ont été conçues pour caractériser des matériaux dans une large bande de fréquences (0.05 - 40 GHz). Les mesures ont été réalisées par simples contacts (sans connexion) entre la ligne et analyseur de réseaux (un dispositif sous "pointes"). Pour valider ces techniques de mesure, nous avons caractérisé des matériaux "étalons". Les résultats ont montré un bon accord avec ceux obtenus par la méthode de perturbation et les caractéristiques de matériaux donnés par le producteur.

Nous avons obtenu de relativement grandes valeurs de la perméabilité et des petites pertes. La possibilité de fabriquer des réseaux de nanofils ferromagnétiques uniformes avec longueur, diamètre et distance entre les fils contrôlés a permis de développer les nouveaux matériaux pour différentes applications. Ces propriétés de matériaux peuvent être utiles pour les dispositifs planaires en micro-onde en remplaçant les milieux ferromagnétiques continus, lesquels ont les grandes pertes à ces fréquences. Les perméabilités sont suffisantes pour envisager des applications en technologie planaire comme des circulateurs, des déphaseurs, des atténuateurs variables, des modulateurs, des filtres d'arrêt et les filtres à atténuation variable, etc.

Les métamatériaux magnétiques avec les petites pertes peuvent être fabriqués en utilisant des réseaux de nanofils.

L'ensemble de ce travail a montré la faisabilité de la caractérisation de matériaux avec les lignes coplanaires. Il doit être complété pour étendre la gamme de mesures et envisager l'étude d'autres types de lignes de transmission. Sur le plan de modélisation, il sera nécessaire développer une méthode de dépouillement des caractéristiques du matériau de la ligne microruban à partir d'une méthode numérique. La méthode numérique consiste à déterminer par calcul les caractéristiques du matériel (ϵ_r , μ_r), à partir des paramètres la matrice S_{ij} mesurés sur la ligne planaire. Une méthode itérative utilisant la méthode des moments, permettra par incrément successives des différentes inconnues (ϵ'_r , ϵ''_r , μ'_r , μ''_r), de retrouver les paramètres mesurés initialement. A chaque incrément, la structure de la ligne étant connue, la constante de propagation et l'impédance caractéristique sont calculées. L'objectif de la méthode itérative consistera à faire converger les valeurs S_{11} et S_{21} calculées vers celles mesurées.

Sur le plan expérimental, il sera nécessaire d'améliorer la conception des cellules pour :

- permettre de mesurer les propriétés électromagnétiques des réseaux de nanofils dans une ligne coplaire avec un champ magnétique statique jusqu'à 20 kOe. Ces mesures demandent la combinaison du système sous "pointes" CASCADE avec un électroaimant de haute puissance.

- étendre la bande de fréquences jusqu'à 110 GHz pour mesurer les propriétés électromagnétiques des réseaux de nanofils en hautes fréquences. La réalisation des matériaux électriques et magnétiques artificiels en cette bande de fréquences peut représenter une étape importante pour établir le lien entre l'onde millimétrique et les fréquences optiques. Les métamatériaux de THz peuvent également jouer un rôle important dans le développement des dispositifs de technologie, tels que des sources de THz, des générateurs harmoniques, des mélangeurs optiques [43].

RÉFÉRENCES

- [1] KRUPKA J., KEDZIOR A. (1981), "Optimization of the complex permittivity measurement of low loss dielectrics in a cylindrical TE_{10N} mode cavities", *Electron Technology*, vol. 14, No. 1/2, pp.67-79.
- [2] BUSSEY H. E., STEINERT L.A. (1958), "Exact solution for a gyromagnetic sample and measurements on a ferrite", *IRE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol.6, pp.72-76.
- [3] COURTNEY W.E. (1970), "Analysis and evaluation of a method of measuring the complex permittivity and permeability of microwave insulators", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech*, vol. 18, pp. 476-485.
- [4] CULLEN A.L., YU P.K. (1971), "The accurate measurement of permittivity by means of an open resonator", *Proc. Royal SOC. London*, Ser. A, vol. 325, pp. 493-509.
- [5] BOURREAU D., GUILLON P., CHATARD-MOULIN M. (1986), "Complex permittivity measurements of optoelectronics substrates", *Electronics Letters* , vol. 22, No.7, pp. 399-400.
- [6] KRUPKA J. (1989), "Resonant modes in shielded cylindrical and single-crystal dielectric resonator", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech*, vol.37, pp. 691-697.
- [7] NICOLSON A.M., ROSS G.F. (1970), "Measurement of the intrinsic properties of materials by time domain techniques", *IEEE Trans. Instrum. Meas*, vol. 1, M-19, pp. 377-382.

- [8] BAKER-JARVIS J.R., JANEZIC M.D., GROSVENOR J.H. AND GEYER R.G. (1993), 'Transmission/Reflection and short-circuit line methods for measuring permittivity and permeability', *Natl. Inst. Stand. Technol. Tech. Note 1355 R*.
- [9] BELHADJ-TAHAR N., FOURIER-LAMER A., CHANTERAC H. DE. (1990), "Broad-band simultaneous measurement of complex permittivity and permeability using a coaxial discontinuity", *IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques*. vol.38, no.1, pp. 1-7.
- [10] BARRY W. (1986), "A broad-band, automated, stripline technique for the simultaneous measurement of complex permittivity and permeability", *IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques*. vol. 34, no.1, pp. 80-84.
- [11] QUEFFELEC P., GELIN P., GIERALTOWSKI J., LOAEC J. (1994), "A microstrip device for the broad-band simultaneous measurement of complex permeability and permittivity", *IEEE Transaction on Magnetics*., vol.62, no.1, pp. 33-37.
- [12] CIUREANU M., BERON F., CLIME L., CIUREANU P., YELON A., OVARI T. A., COCHRANE R. W., NORMANDIN F., VERES T. (2005), "Magnetic properties of electrodeposited CoFeB thin films and nanowire arrays", *Electrochimica Acta*, no.50, pp. 4487-4497.
- [13] CIUREANU M., BERON F., CLIME L., CIUREANU P., COCHRANE R. W., YELON A. "Effect of microstructure of Co nanowire arrays on first order reversal curves (FORC) diagrams", to be published.

- [14] BERON F., CLIME L., CIUREANU M., CIUREANU P., COCHRANE R. W., YELON A. "Magnetostatic interactions and coercivities in uniform length arrays", to be published.
- [15] PIKE C.R., ROBERTS A.P., VEROSUB K.L. (1999), "Characterizing interactions in fine magnetic particle systems using first order reversal curves", *Journal of Applied Physics*, v 85, n 9, pp. 6660-6667.
- [16] CLIME L., STANCU A., CIUREANU P. AND YELON A. (2004), "First Order Reversal Curves diagram deduced by a Shepard method for bivariate interpolation of scattered data", *Journal of Optoelectronics and Advanced Materials*, no.6, pp. 1005-1010.
- [17] SPINU L., STANCU A., RADU C., LI F. AND WILEY J. B. (2004), "Method for Magnetic Characterization of Nanowire Structures", *IEEE Trans. Magn*, vol.40,no. 4, pp. 2116-2118.
- [18] PARKASH A., VAID J.V., MANSINGH A. (1979), "Measurement of dielectric parameters at microwave frequencies by cavity perturbation technique", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* MTT-27, no. 9, pp. 791-795.
- [19] ARTMAN J.O., TANNENWALD P.E. (1955), "Measurement of susceptibility tensor in ferrite", *J. Appl. Phys.*, vol.26, pp. 1124-1132.
- [20] BETHE H.A., SCHWINGER J. (1943), Perturbation Theory for Cavities, National Defense Committee, Contractor's Report#D1-117, Cornell University.

- [21] WALDRON R.A. (1960), "Perturbation theory of resonant cavities", *Proc.IEE*, vol.107C, pp. 272-274.
- [22] BEVINGTON P.R. (1969), *Data Reduction and error Analysis for the Physical Sciences*, McGraw-Hill, New York, pp. 237-240.
- [23] AKYEL C., BOSISIO R.G. (1989), "New developments on a automated-active circuits for permittivity measurements at microwave frequencies", *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, vol.38, no.2, pp. 496-504.
- [24] YE Y., SKLYUYEV A., AKYEL C., CIUREANU P. "Automatic System to Measure Complex Permittivity and Permeability using Cavity Perturbation Techniques", *IEEE Trans. Instrum. Meas.* (in press).
- [25] WEN C.P. (1969), "Coplanar waveguide: a surface strip transmission line suitable for nonreciprocal gyromagnetic applications", *IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques*, vol. 17, no.12, pp. 1087-1090.
- [26] HOFFMANN R.K. (1987), *Handbook of microwave integrated circuits*. Artech House, p. 510.
- [27] ANGOT R. (1972), *Compléments de mathématiques*. Masson, p.412.
- [28] PUCEL R.A., MASSE D.J. (1972), "Microstrip propagation on magnetic substrates -Part I: Design theory", *IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques*, vol.20, no.5, pp. 304-309.
- [29] PUCEL R.A., MASSE D.J. (1972), "Microstrip propagation on magnetic substrates -Part II: Experiment", *IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques*, vol.20, no.5, pp. 309-313.

- [30] KANEKI T. (1969), "Analysis of linear microstrip using an arbitrary ferromagnetic substance as the substrate", *Electron. Letters*, vol.18, no.5, pp. 465-466.
- [31] WHEELER A. (1965), "Transmission-line properties of parallel strip separated by dielectric sheet", *IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques*, vol.13, no.3, pp. 465-467.
- [32] WEIR W.B. (1974), "Automatic measurement of complex dielectric constant and permeability at microwave frequencies", *Proceeding of IEEE*, vol.62, no.1.
- [33] SKLYUYEV A., CIUREANU M., AKYEL C., CIUREANU P., MÉNARD D., YELON A. (2006), "Measurement of Complex Permeability of Ferromagnetic Nanowires using Cavity Perturbation Techniques", *Trans. Canadian Conference on Electrical and Computer Engineering*, in press.
- [34] HUYNEN I., GOGGIO G., VANHOENACKER, VANDER VORST A. (1999), "A Novel Nanostructured Microstrip Device for Tunable Stopband Filtering Applications at Microwaves", *IEEE Microwave Guided Wave Lett.*, vol. 9, no. 10, pp. 401-403.
- [35] GOGGIO G., PIGNARD S., RADULESCU A., PIRAUX L., al. (1999), "Microwave properties of metallic nanowires", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 75, no. 12, pp. 1769-1771.
- [36] DARQUES M., ENCINAS A., VILA L., PIRAUX L. (2004), "Tailoring of the c-axis orientation and magnetic anisotropy in electrodeposited Co nanowires" *J. Phys. Condens. Matr.*, v 16, n. 22, pp. 2279-86.

- [37] DARQUES M., ENCINAS A., VILA L., PIRAUX L. (2004), "Controlled changes in the microstructure and magnetic anisotropy in arrays of electrodeposited Co nanowires induced by the solution pH", *Journal of Physics D (Appl. Phys.)*, v. 37, n. 10, pp. 1411-16.
- [38] CLIME L., CIUREANU P., YELON A. (2006), "Magnetostatic interactions in dense nanowire arrays", *J. Magn. Magn. Mater.*, 297, p. 60.
- [39] CLIME L., BÉRON F., CIUREANU P., CIUREANU M., COCHRANE R.W., YELON A. (2006), "Characterization of individual ferromagnetic nanowires by in-plane magnetic measurements of arrays", *J. Magn. Magn. Mater.*, 299, p. 487.
- [40] MONDAL J., CHEN T. (1998), "Propagation constant in microwave fixture de-embedding procedure", *IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques*, vol.36, no.4, pp. 706-714.
- [41] SHIMADA Y., MATSUSHITA N., ABEB M., KONDO K., CHIBAC T., YOSHIDA S. (2004), "Study on initial permeability of Ni-Zn ferrite films prepared by the spin spray method", *J Magn. Magn. Mater.*, 278, pp. 256-262.
- [42] DIMRI M.C., KASHYAP S.C., DUBE D.C., MOHANTA S.K. (2006), "Complex permittivity and permeability of Co-substituted NiCuZn ferrite at rf and microwave frequencies", *J Electroceram*, 16, pp.331-335.
- [43] CALOZ C., ITOH T. (2006), *Electromagnetic Metamaterials: Transmission Line Theory and Microwave Applications*, John Wiley & Sons, Inc., New Jersey, p. 352.

- [44] HARRINGTON R.F. (1961), Time Harmonic Electromagnetic Fields, McGraw-Hill, New York, p. 344.
- [45] WALDRON R.A (1970), Theory of Guided Electromagnetic Waves. London: Van Nostrand.
- [46] ARGENCE E., KAHAN T. (1967), Theory of Waveguides and Cavity Resonators. London: Blackie, p. 426.

ANNEXE I

La théorie de perturbation pour le calcul des propriétés des matériaux magnéto-diélectriques en micro-ondes

La théorie de perturbation permet d'établir [44] :

$$\frac{\omega - \omega_0}{\omega} = \frac{\iiint (\Delta \varepsilon E \cdot E_0^* + \Delta \mu H \cdot H_0^*) dV_S}{\iiint (\varepsilon_0 E \cdot E_0^* + \mu_0 H \cdot H_0^*) dV_C} \quad (\text{A1.1})$$

où

$\Delta \varepsilon$, $\Delta \mu$ sont les variations de la permittivité diélectrique et perméabilité magnétique d'échantillon;

E_0 , H_0 sont les champs électrique et magnétique dans une cavité résonnante non perturbée;

E , H sont les champs électrique et magnétique dans une cavité résonnante perturbée (avec un échantillon);

V_S est le volume de l'échantillon;

V_C est le volume de la cavité.

Dans le cas des matériaux dont la perméabilité relative est égale à 1.0 l'équation (A1.1) s'exprime par :

$$\frac{\omega - \omega_0}{\omega} = - \frac{\int_S \Delta \varepsilon E \cdot E_0^* dV}{2 \varepsilon_0 \int_V |E_0|^2 dV} \quad (\text{A1.2})$$

ou $\Delta \varepsilon = \bar{\varepsilon} - \varepsilon_0$, $\bar{\varepsilon} = \bar{\varepsilon}' - j\bar{\varepsilon}''$, $\bar{\varepsilon}' = \varepsilon'_r - j\varepsilon''_r$. On obtient ainsi :

$$\frac{\omega - \omega_0}{\omega} = - \frac{\int_s (\bar{\epsilon}_r - 1) E \cdot E_0^* dV}{2 \int_s |E_0|^2 dV} \quad (A1.3)$$

Le calcul de la perméabilité magnétique et de la permittivité diélectrique complexes est basé sur l'observation du déplacement de la fréquence de résonance de la cavité et la variation de son facteur de qualité avec l'introduction de l'échantillon dans cette cavité. Il suffit de définir une déviation de fréquence angulaire complexe comme suit [45]:

$$\frac{\omega - \omega_0}{\omega} = \left(\frac{f_s - f_0}{f_0} \right) + \frac{j}{2} \left(\frac{1}{Q_s} - \frac{1}{Q_0} \right) \quad (A1.4)$$

f_0 est la fréquence de résonance de la cavité vide;

f_s est la fréquence de résonance de la cavité chargée;

Q_0 est le facteur de qualité de la cavité vide ;

Q_s le facteur de qualité de la cavité chargée.

Dans le cas des matériaux dont la permittivité relative est égale à 1.0 l'équation (A1.1) s'exprime par :

$$\frac{\omega - \omega_0}{\omega} = \frac{\int_s \Delta\mu H \cdot H_0^* dV}{2\mu_0 \int_c |H_0|^2 dV} \quad (A1.5)$$

ou $\Delta\mu = \bar{\mu} - \mu_0$, $\bar{\mu} = \bar{\mu}_r \mu_0$, $\bar{\mu}_r = \mu'_r - j\mu''_r$. On obtient ainsi

$$\frac{\omega - \omega_0}{\omega} = - \frac{\int_s (\bar{\mu}_r - 1) H H_0^* dV}{2 \int_0 |H_0|^2 dV} \quad (\text{A1.6})$$

ANNEXE II

Mode de résonance dans une cavité rectangulaire

Les champs électrique et magnétique du mode dominant dans une cavité résonnante rectangulaire (mode TE_{103}) sont présentés figure A2.1.

L'équation d'onde par rapport au champ électromagnétique en coordonnées cartésiennes s'exprime par [46] :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \kappa^2 \right) \begin{pmatrix} E \\ H \end{pmatrix} = 0 \quad (\text{A2.1})$$

$$V = \begin{pmatrix} E \\ H \end{pmatrix} \quad (\text{A2.2})$$

$$V = f_1(x)f_2(y)f_3(z) \quad (\text{A2.3})$$

$$\frac{f_1''}{f_1} + \frac{f_2''}{f_2} + \frac{f_3''}{f_3} + \kappa^2 = 0 \quad (\text{A2.4})$$

$$\frac{f_1''}{f_1} = -\alpha_1^2, \frac{f_2''}{f_2} = -\alpha_2^2, \frac{f_3''}{f_3} = -\alpha_3^2, \quad (\alpha_1^2 + \alpha_2^2 + \alpha_3^2 = \kappa^2) \quad (\text{A2.5})$$

$$V = A \begin{pmatrix} \sin \\ \cos \end{pmatrix} \alpha_1 x \begin{pmatrix} \sin \\ \cos \end{pmatrix} \alpha_2 y \begin{pmatrix} \sin \\ \cos \end{pmatrix} \alpha_3 z \quad (\text{A2.6})$$

En supposant les parois de la cavité parfaitement conductrices, on aura pour le résonateur rectangulaire les conditions aux frontières suivantes :

$$\nabla V = 0 \quad (\text{A2.7})$$

$$\nabla E = 0 \quad (\text{A2.8})$$

Une solution possible pour le champ électrique sera de la forme :

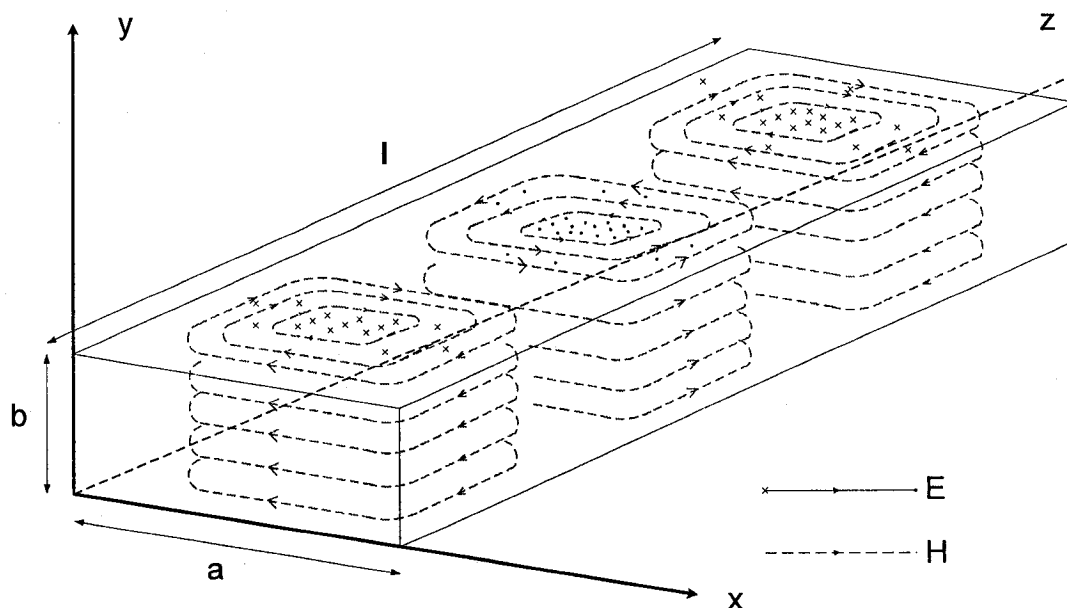


Fig. A2.1 : Champ électrique et magnétique du mode dominant dans une cavité résonnante rectangulaire (mode

$$E_x = E_1 \cos \frac{m\pi}{a} x \sin \frac{n\pi}{b} y \sin \frac{p\pi}{c} z \quad (\text{A2.9})$$

$$E_y = E_2 \sin \frac{m\pi}{a} x \cos \frac{n\pi}{b} y \sin \frac{p\pi}{c} z \quad (\text{A2.10})$$

$$E_z = E_3 \sin \frac{m\pi}{a} x \sin \frac{n\pi}{b} y \cos \frac{p\pi}{c} z \quad (\text{A2.11})$$

La condition $\nabla E = 0$ implique

$$\left(\frac{m\pi}{a} \right) E_1 + \left(\frac{n\pi}{b} \right) E_2 + \left(\frac{p\pi}{c} \right) E_3 = 0 \quad (\text{A2.12})$$

D'où

$$\kappa = \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 + \left(\frac{p\pi}{c}\right)^2} \quad (\text{A2.13})$$

La fréquence de résonance pour les modes dans la cavité rectangulaire est donnée par

$$f_{mnp} = \frac{1}{2\sqrt{\epsilon\mu}} \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 + \left(\frac{p}{c}\right)^2} \quad (\text{A2.14})$$

Pour le champ magnétique on a

$$\nabla \times E = -i\omega\mu H \quad (\text{A2.15})$$

$$H_x = H_1 \sin \frac{m\pi}{a} x \cos \frac{n\pi}{b} y \cos \frac{p\pi}{c} z \quad (\text{A2.16})$$

$$H_y = H_2 \cos \frac{m\pi}{a} x \sin \frac{n\pi}{b} y \cos \frac{p\pi}{c} z \quad (\text{A2.17})$$

$$H_z = H_3 \cos \frac{m\pi}{a} x \cos \frac{n\pi}{b} y \sin \frac{p\pi}{c} z \quad (\text{A2.18})$$

D'où

$$H_1 = \frac{i}{\omega\mu} \left(\frac{p\pi}{c} E_2 - \frac{n\pi}{b} E_3 \right) \quad (\text{A2.19})$$

$$H_2 = \frac{i}{\omega\mu} \left(\frac{m\pi}{a} E_3 - \frac{p\pi}{c} E_1 \right) \quad (\text{A2.20})$$

$$H_3 = \frac{i}{\omega\mu} \left(\frac{n\pi}{b} E_1 - \frac{m\pi}{a} E_2 \right) \quad (\text{A2.21})$$

On peut trouver les coefficients E_1, E_2, E_3 par l'équation (A2.12)

Pour le mode TE_{mnp} , on a $E_3=0$

$$\frac{m\pi}{a} = \alpha_1, \quad \frac{n\pi}{b} = \alpha_2, \quad \frac{p\pi}{c} = \alpha_3 \quad (\text{A2.22})$$

$$\alpha_1 E_1 + \alpha_2 E_2 = 0 \quad (\text{A2.23})$$

$$E_1 = \frac{\alpha_2}{\kappa}; \quad H_1 = \frac{i}{K} \frac{\alpha_1 \alpha_3}{\kappa^2} \quad (\text{A2.24})$$

$$E_2 = -\frac{\alpha_1}{\kappa}; \quad H_2 = \frac{i}{K} \frac{\alpha_2 \alpha_3}{\kappa^2} \quad (\text{A2.25})$$

$$E_3 = 0; \quad H_3 = -\frac{i}{K} \frac{\alpha_1^2 + \alpha_2^2}{\kappa^2} \quad (\text{A2.26})$$

$$K = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}, \quad \omega = \frac{k}{\sqrt{\varepsilon\mu}} \quad (\text{A2.27})$$

Pour le mode TM_{mnp} , on a $H_3=0$

$$E_1 = -iK \frac{\alpha_1 \alpha_3}{k^2}; \quad H_1 = \frac{\alpha_2}{k} \quad (\text{A2.28})$$

$$E_2 = -\frac{i}{K} \frac{\alpha_2 \alpha_3}{\kappa^2}; \quad H_2 = -\frac{\alpha_1}{\kappa} \quad (\text{A2.29})$$

$$E_3 = \frac{i}{K} \frac{\alpha_1^2 + \alpha_2^2}{\kappa^2}; \quad H_3 = 0 \quad (\text{A2.30})$$